

Université de Nice-Sophia Antipolis-Faculté des Sciences
École Doctorale des Sciences Fondamentales et Appliquées

THÈSE

en vue d'obtenir le titre de
Docteur en Sciences
de l'UNIVERSITÉ de Nice-Sophia Antipolis

Discipline : Science de l'Univers

présentée par
Wassila DALI-ALI

Caractérisation de la turbulence optique pour la Haute Résolution Angulaire : **Etude de l'interaction entre la couche de surface et la coupole des grands télescopes de type E-ELT**

Thèse dirigée par Aziz ZIAD
Soutenue le 09 Décembre 2011 devant le jury composé de :

Renaud Foy	CRAL-CNRS Observatoire de Lyon	Rapporteur
Andreas Glindemann	European Southern Observatory	Rapporteur
Julien Borgnino	Université de Nice-Sophia Antipolis	Examineur
Jean-Marc Conan	ONERA-DOTA	Examineur
Marc Sarazin	European Southern Observatory	Examineur
Aziz Ziad	Université de Nice-Sophia Antipolis	Directeur de thèse

À ma mère et mon père
À mes sœurs et frères
À toutes les personnes qui sont proches de moi.

Remerciements

J'aimerais remercier ici les personnes qui ont contribué à l'aboutissement de ce travail. Ces remerciements s'adressent tout d'abord aux deux personnes qui m'ont proposé le sujet : Aziz Ziad mon directeur de thèse, je salue son suivi tout le long de la thèse, ses conseils, ses corrections et discussions aussi bien sur l'aspect développement théorique que sur la rédaction des articles, les communications et ce manuscrit. Marc Sarazin qui a coordonné le financement de la thèse. Je le salue pour son ouverture d'esprit et pour sa confiance et son soutien quasi inconditionnel durant ces années de thèse. Il m'a beaucoup aidé sur la partie instrumentale de ce travail où il a mis tous les moyens nécessaires pour développer et réaliser l'instrument LOTUCE. Il m'a aidé à comprendre que dans la recherche en particulier en expérimentation il est nécessaire de faire des points de synthèses (rédaction de rapports et comptes rendus de missions). Ceci m'a permis d'avoir plus de régularité et m'a fait avancer plus vite vers les objectifs fixés. De même je dis un très grand merci à Bernard Buzzoni pour son aide inestimable dans la réalisation de LOTUCE. Son enthousiasme, son efficacité et sa maîtrise des aspects instrumentaux m'ont fait aimer l'optique et l'instrumentation de façon générale.

Aux personnes qui m'ont encadré tout au long de ces années d'étude, Julien Borgnino et Amokrane Berdja. Au travers de nos discussions, ils m'ont apporté une compréhension plus approfondie des divers aspects du sujet. En outre, je suis reconnaissante à Amokrane de la patience, et de la disponibilité dont il a fait preuve pour résoudre certaines difficultés que j'ai rencontrées avec l'implémentation des codes de calcul, dans les traitements de données et leurs analyse.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Renaud Foy, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse, Je suis très reconnaissant à Andreas Glindemann d'avoir accepté avec Renaud Foy le rôle de rapporteurs. Leurs commentaires et leurs questions, tant sur la forme du manuscrit que sur son fond, ont contribué à améliorer de manière significative le document. Je remercie Jean-Marc Conan avec Marc Sarazin et Julien Borgnino d'avoir accepté d'examiner mon travail de thèse. Ceci m'a permis de voir l'étendu et

les conséquences des résultats obtenus lors de mon travail de thèse dans la pratique.

Je voudrai remercier tous les membres de l'équipe d'optique atmosphérique de Nice avec : Aziz Ziad, Julien Borgnino, Amokrane Berdja, Jérôme Maire et Khaled Ben Abdallah. Ils sont à la base de la réussite de la campagne de mesure que j'ai effectuée au plateau du Very Large Telescope de l'ESO à Paranal au Chili. De même, je remercie Andrei Tokovinin pour ses conseils pratiques, ainsi que les nombreuses personnes de l'ESO, IAC qui ont participé à cette campagne de mesures et avec qui j'ai eu plaisir de discuter. Je dois remercier l'ESO via Marc Sarazin pour avoir subventionner ce travail.

J'ai une pensée pour Jean Arneau pour son accueil chaleureux au laboratoire Fizeau. Je salue sa gentillesse et sa bienveillance sur tout le personnel du laboratoire. Je n'oublierai pas son soutien à un moment critique de ma thèse. Ma gratitude s'adresse aussi à ceux qui ont été mes collègues au laboratoire Fizeau et à l'observatoire de la Côte d'Azur. Tout d'abord pour leur accueil mais surtout pour leurs conseils pour des questions pratiques, techniques, ou scientifiques. Je cite Eric Fossat, Cecile Combier-Dimur, Yan Fantei et Erick Bondoux.

Je finis en remerciant tous mes amis que j'ai eu la chance d'avoir à mes côtés et pour tous les moments de joie partagés avec eux. Je dis merci à Amokrane, Nassima Ould-Amer, Pierre-Marie, Cristina, Adrian, Isabelle, Alexis, Nahla, Slobodan, Nassima Tarmoul, les deux Marco, Fatmé, Bruno, Géraldine, les deux Guillaume, Hélène, les trois Luca, Amina, Dario, Vanessa, Lionel, Melanie, Jean-François, Moustafa, Hamad, Massinissa et à tous mes amis de randonnées qui sont sympathiques.

Un merci particulier à Erick pour tout ce qu'il a fait pour moi surtout durant la dernière ligne droite, sans oublier toute sa bande d'astronomes amateurs avec qui j'ai passé des moments inoubliables et qui m'ont fait découvrir l'immense bonheur que l'on peut avoir assis derrière un télescope scrutant l'Univers étoilé.

Table des matières

Acronymes	6
1 Introduction	9
1.1 Introduction générale	9
1.2 La turbulence atmosphérique	14
1.2.1 Le phénomène physique de la turbulence	14
1.2.2 La propagation optique à travers la turbulence atmo- sphérique	17
1.2.3 La densité spectrale de la phase	19
1.2.4 L'effet de l'atmosphère sur l'observation en astronomie et sa mesure	20
2 Distribution verticale de la turbulence : mise en évidence de la couche de surface	23
2.1 Campagne de mesure multi-instrument à Paranal en 2007 : Caractérisation de l'échelle externe et du seeing de la couche de surface	25
2.2 Profilométrie de la turbulence et implications sur l'observation en HRA	34
2.2.1 Profils de $C_n^2(h)$ et $\mathcal{L}_0(h)$ à Paranal avec le MOSP . . .	36
2.2.2 Implication en interférométrie	40
2.2.3 Implication en Optique Adaptative	43
3 La turbulence au voisinage du télescope	53
3.1 Mise en évidence de la présence de la turbulence au voisinage du télescope	53
3.1.1 Mesure indirecte	54
3.1.2 Mesure directe	55
3.2 LOTUCE, une expérience optique pour la mesure de la tur- bulence locale	56
3.2.1 But de l'expérience	57

3.2.2	Principe et théorie	58
3.3	LOTUCE l'instrument	60
3.3.1	Montage optique	60
3.3.2	Tests et calibration	67
3.3.3	La précision de la méthode du barycentre	67
3.3.4	Rapport Signal à Bruit	69
3.3.5	Erreurs Statistiques	69
3.3.6	Erreurs dues aux vibrations mécaniques	70
3.3.7	La turbulence dans les trajets résiduels	76
3.3.8	L'erreur sur la méthode du barycentre	77
3.4	Etude expérimentale de la turbulence locale avec LOTUCE . .	80
3.4.1	Analyse spatiale du front d'onde	80
3.4.2	Analyse spectrale de la turbulence locale	92
3.4.3	Premières mesures avec LOTUCE à l'intérieur d'une coupole à La Silla (Chili)	98
4	Etude temporelle de la turbulence optique	101
4.1	Caractérisation temporelle de la turbulence atmosphérique avec GSM	102
4.2	Etude par simulation numérique de la cohérence temporelle du front d'onde	119
4.2.1	La génération d'une turbulence aléatoire	119
4.2.2	Les angles d'arrivée	123
4.2.3	La détermination du temps de cohérence dans le cas d'une couche	127
4.2.4	Effet de la direction du vent sur la valeur de τ_α	128
4.2.5	Effet du temps de pose (cas des mesures réelles)	131
4.3	La détermination de τ_α dans le cas multi-couche	132
5	Conclusion	139
A	Annexes	147
A.1	Wavefront Characterization Campaign at Paranal Using GSM, Mosp, Dimm-Mass Lusci and SCIDAR	147
A.2	MOSP : Monitor of Outer Scale profile	160
A.3	Monitoring of the atmospheric turbulence profiles for the spe- cification of ELTs adaptive optics systems	165

Acronymes

DIMM	Differential Image Motion Monitor	20
GSM	Generalized Seeing Monitor	12
LOTUCE	LOcal TURbulenCe Experiment	12
LuSci	Lunar Scintillometer	21
MASS	Multi Aperture Scintillation Sensor	21
MOSP	Monitor of Outer Scale Profile	13
SCIDAR	SCIntillation Detection And Ranging	21
SLODAR	SLOpe Detection And Ranging	24
ADU	Analog to Digital Units	68
CCD	Charge Coupled Device	55
HRA	Haute Résolution Angulaire	23
NACO	NAos CONica	54
OA	Optique Adaptative	10
SH	Shack Hartmann	12
VLTI	Very Large Telescope Interferometer	42
CTIO	Cerro Tololo Inter-American Observatory	11
ESO	European Southern Observatory	10
IAC	Instituto de Astrofísica de Canarias	11
OCA	Observatoire de la Côte d’Azur	12
OHP	Observatoire de Haute Provence	34
AT	Auxiliary Telescope	35
ATST	Advanced Technology Solar Telescope	55
CFHT	Canada France Hawaii Telescope	55
E-ELT	European Extremely Large Telescope	10
GSMT	Giant Segmented Mirror Telescope	56
UT4	Unit Telescope 4	12
VLT	Very Large Telescope	10
WHT	William Herschel Telescope	56

AA	Angles d'Arrivée	12
ddm	différence de marche.....	42
DSP	Densité Spectrale de la Phase	19
FFT	Fast Fourier Transform.....	120
FWHM	Full Width at Half Maximum	21
OPD	Optical Path Difference	21
PSF	Point Spread Function	20
RSB	Rapport Signal à Bruit.....	69
SL	Surface Layer	

Chapitre 1

Introduction

1.1 Introduction générale

Les astronomes dans leur quête des objets les moins visibles de l'univers améliorent constamment leurs outils d'observation. Ces outils sont passés d'une simple lunette de quelques centimètres à des interféromètres de longue base qui peuvent atteindre plusieurs milliers de kilomètres en radio-astronomie. En effet, l'observation des objets les moins brillants comme les exoplanètes, nécessite des pouvoirs de résolution très grands. La résolution d'un système optique augmente avec la taille du télescope ou la base qui sépare deux télescopes (Labeyrie 1970 [58]). Dès lors, les astronomes ménagent tous leurs efforts pour augmenter le diamètre effectif de leurs instruments d'observation. L'astronomie moderne évolue donc étroitement avec la technologie. En revanche, il existe un facteur de la nature qui vient limiter cette course vers la perfection, c'est l'atmosphère terrestre. Pendant que certains choisissent de l'éviter en envoyant des télescopes dans l'espace, d'autres choisissent de minimiser ses effets. Dans les deux cas, les astronomes ont obtenu des résultats très satisfaisants. Le défi pour l'astronomie spatiale est de minimiser les coûts des opérations et aussi de remédier à la vulnérabilité de ces instruments. L'absence de la protection de l'atmosphère contre les rayonnements cosmiques réduit la durée de vie des instruments comparée à celles de leurs semblables au sol. Par ailleurs, le défi pour l'astronomie au sol est de minimiser les effets dégradants de l'atmosphère. Pour cela, les observatoires sont placés dans des sites se trouvant à de hautes altitudes et qui bénéficient de conditions climatiques les plus stables possibles. Le mont de Paranal se trouve dans le désert de l'Atacama au nord du Chili et fait parti des sites qui offrent les conditions les plus favorables sur la planète. Il abrite désormais, depuis 1998 les plus grands télescopes construits jusqu'à présent par

l'European Southern Observatory (ESO), le Very Large Telescope (VLT) . Pas loin de ce site, à seulement quelques kilomètres, le site de Cerro Armazones a été choisi récemment pour accueillir l'European Extremely Large Telescope (E-ELT) [35]. Ce télescope dont le miroir segmenté mesurera 39.3 mètres de diamètre sera le plus grand de sa génération. Capable de détecter des objets encore plus fins et plus lointains, l'E-ELT sera le premier instrument qui permettra de remonter jusqu'à la naissance des premières galaxies (quelques centaines de millions d'années après le Big Bang). Ce projet très ambitieux exige en plus de son coût, les moyens technologiques les plus sophistiqués et des compétences humaines très pointues. Cependant, comme toute nouvelle expérience, il est important de prévoir les contraintes avant de réaliser le projet. Pour cela les chercheurs s'inspirent de leur expérience acquise par le passé puis établissent des extensions des modèles pour les télescopes de plus grande taille. La simulation numérique permet aussi d'étudier les aspects nouveaux de ce projet.

La qualité du site a été, en effet, l'une des premières contraintes étudiées dans le projet de l'E-ELT. La conception de la coupole a soulevé des questions sur son efficacité et son interaction avec l'environnement du site. Les études faites sur les conditions d'observation à Paranal avec le VLT peuvent alors être étendues au cas de l'E-ELT. C'est précisément la question à laquelle nous nous sommes intéressés dans ce travail. Pour une utilisation optimale de ces instruments de nouvelle génération, il est crucial de connaître l'influence de l'atmosphère terrestre. En astronomie, le principal effet néfaste de l'atmosphère est dû aux fluctuations aléatoires de l'indice de réfraction de l'air. Les fronts d'onde issus des objets observés dans le ciel subissent des fluctuations aléatoires de la phase et de l'amplitude, on parle alors de " turbulence optique ". Ces effets ont été longuement étudiés depuis la construction des premiers télescopes. Il est aujourd'hui possible de les corriger en utilisant des systèmes de compensation appelés Optique Adaptative (OA) (Babcock 1953 [6]) et la ligne à retard variable pour les interféromètres (Koechlin 1996 [55]). Ces systèmes qui permettent de corriger partiellement et en temps réel les déformations du front, ont permis à l'astronomie au sol d'atteindre des résolutions qui concurrencent celle d'un télescope spatial.

Des formalismes ont été établis pour décrire et quantifier les perturbations que subit le front d'onde lorsqu'il traverse l'atmosphère (Tatarski 1961 [99], Roddier 1981 [78], Voitsekhovich 1995 [103]). Tous ces modèles reposent sur deux approches. Dans la première, on considère l'atmosphère terrestre comme une seule couche dont l'énergie est caractérisée par la constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction noté C_n^2 . Dans la deuxième approche, on considère que l'atmosphère est stratifiée en plusieurs couches et est caractérisée par des profils verticaux d'énergie $C_n^2(h)$ et de profils d'échelle

externe notés $\mathcal{L}_0(h)$. Toutefois, les mesures expérimentales ont montré que, dans la plupart des cas, les deux approches se rejoignent. Cet aspect est d'une grande importance dans la mesure où les dispositifs employés pour la correction des effets de la turbulence réagissent différemment selon l'approche utilisée. Ceci constitue le point de départ de ce travail. En effet, la première étape de cette thèse a été consacrée à l'étude de la distribution multicouche de la turbulence atmosphérique. Cette étude est basée sur des mesures expérimentales que nous avons effectuées sur le site du VLT fin 2007 (Dali-Ali 2009 [31]). La particularité de cette campagne de mesure a été l'utilisation d'un grand nombre d'instruments avec la participation de plusieurs équipes de l'ESO, de Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO), de l'Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) ainsi que du laboratoire FIZEAU. La mesure simultanée de mêmes paramètres avec différentes méthodes a permis de faire une comparaison des différentes approches et modèles appliqués. On montre ainsi que la détermination des profils de C_n^2 et de \mathcal{L}_0 permet une meilleure optimisation des systèmes d'OA et d'interférométrie. Les résultats de cette étude ont aussi montré une forte turbulence dans les couches basses, ce qui nous a poussé à étudier de près cette partie de l'atmosphère.

Une importante partie de mon travail a donc été consacrée à l'étude de la couche atmosphérique qui se trouve au contact du sol que l'on appelle la couche de surface (SL). Cette dernière a fait récemment l'objet de plusieurs études, en particulier sur les sites qui abritent les grands télescopes [19], [12] et [60]. On dénombre déjà plusieurs instruments, tous dédiés à la mesure de la turbulence dans la couche de surface. Mon travail a été cependant consacré à l'étude de cette couche lorsqu'elle interagit avec l'environnement immédiat du télescope. En effet, jusqu'à maintenant, l'étude de la turbulence optique considère les milieux extérieur et intérieur de la coupole comme deux milieux séparés. Les moniteurs mesurent la turbulence dans l'atmosphère en dehors de la coupole, ceci donne une caractérisation propre au site. La caractérisation de la turbulence à l'intérieur de la coupole relève plus des aspects dynamiques et thermiques des écoulements. Ces études ont été effectuées dans la plupart des cas pour contrôler l'impact mécanique de cette turbulence sur les miroirs et les structures internes. Pour nous, le problème est abordé différemment : on considère que les deux milieux interne et externe sont en permanente interaction. Cette approche se conforme mieux aux conditions réelles d'observation. L'interaction du milieu intérieur et extérieur a été vérifiée par différentes études. Ces dernières montrent, par exemple, une corrélation entre la dégradation des images et la position du miroir face à l'ouverture de la coupole. Un aperçu de ces études et leurs conclusions est donné plus loin dans cette thèse. Notre expertise sur la question repose sur deux parties principales, la première étant la mise en évidence de l'existence de cette interaction, ceci

via des mesures de température que nous avons faites à l'intérieur de l'Unit Telescope 4 (UT4). C'est l'une des unités du VLT qui correspond à la coupole du quatrième télescope de 8.2 mètres de diamètre. La coupole de 30 mètres de hauteur, est équipée de plusieurs sondes thermiques et de sondes soniques pour mesurer la vitesse des écoulements d'air. L'analyse des gradients de température à l'intérieur de la coupole montre des fluctuations des valeurs durant une nuit d'observation, en particulier en début et fin de nuit. Ceci n'est pas une défaillance des systèmes de climatisation qui sont d'une grande efficacité mais est tout simplement dû à la turbulence naturelle qui interagit avec la turbulence à l'intérieur de la coupole. Ce résultat a été observé dans la plupart des coupoles abritant de grands télescopes. Comme pour la turbulence dans l'atmosphère libre, la turbulence locale ne peut pas être éliminée complètement. On peut par contre la mesurer, la modéliser pour ensuite la corriger. Ceci constitue le but principal de notre expertise de la turbulence locale. Pour ce faire, nous avons pensé à une expérience qui serait capable de nous révéler le comportement du front d'onde au voisinage du télescope. L'expérience que l'on a réalisée a, en effet, confirmé dans le laboratoire que le front d'onde subit une perturbation non négligeable en présence de la turbulence locale. Cette expérience consiste en l'utilisation d'un nouvel instrument appelé L^Ocal T^Urbulen^Ce Experiment (LOTUCE) que nous avons construit à cet effet. Cet instrument de type Shack Hartmann (SH), permet la mesure des fluctuations des Angles d'Arrivée (AA) sur plusieurs points du front d'onde.

La conception, le montage et les différents tests de calibration qui ont suivi sont donnés en détail plus loin. Ces tests ont eu lieu à l'ESO (Garching, Allemagne) puis à l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) (France) en 2010. Depuis Août 2011, LOTUCE est installé dans une coupole à La Silla au Chili, les premières mesures de la turbulence locale dans une vraie coupole sont en cours et les résultats expérimentaux seront donnés dans un futur proche.

La première et la deuxième partie de ce travail ont été dédiées principalement à l'étude spatiale de la turbulence optique. La variation temporelle de la turbulence est cependant un point très important. Pour cela, nous avons apporté une étude complémentaire tenant compte de cet aspect. Cette étude consiste à estimer le temps de cohérence noté τ_α de la turbulence à partir des fluctuations des AA qui est utilisée pour l'instrument Generalized Seeing Monitor (GSM)(Ziad 2004 [111]). Nous présentons dans cette étude les développements analytiques de la fonction de covariance des fluctuations temporelles des AA. Ces développements ont permis la définition de la méthode utilisée pour l'estimation de τ_α dans le cas des petits diamètres.

Pour valider la méthode et la comparer avec les résultats expérimentaux, nous avons fait une simulation numérique qui a donné des résultats satisfai-

sants. L'avantage de cette simulation numérique est de nous avoir permis de tester les modèles de la turbulence multicouche qui sont assez compliqués à étudier analytiquement.

En résumé, cette thèse a consisté à étudier la turbulence optique de façon plus localisée que les études menées auparavant. À commencer dans le chapitre 2, par une vision globale de la turbulence atmosphérique avec prise en compte des deux aspects monocouche et multicouche. On donne dans ce chapitre, l'article qui porte sur l'étude de la distribution verticale de l'énergie et de l'échelle externe à Paranal. Cette étude est basée sur les mesures de tous les paramètres optiques effectuées lors de la campagne de décembre 2007 avec plusieurs instruments à Paranal.

Des notes sont aussi données dans ce chapitre résumant les travaux effectués dans le même contexte, et qui n'ont pas été présentés dans l'article publié, mais qu'on estime très intéressants pour notre étude. Ces notes portent sur l'extraction des premiers profils de l'échelle externe mesurés à Paranal en 2007 avec l'instrument Monitor of Outer Scale Profile (MOSP) (Maire 2007 [67]). Nous avons aussi ajouté des notes sur les implications de ces mesures sur l'interférométrie et l'OA.

Dans le chapitre 3, nous présentons l'étude de la turbulence au voisinage du télescope et indiquons les différentes étapes qui ont été effectuées ; de la conception du nouvel instrument LOTUCE jusqu'à la réalisation des premières mesures dans une coupole à La Silla.

Dans le chapitre 4, nous présentons l'étude du comportement temporel de la turbulence. Cette étude est basée sur des mesures expérimentales et sur une étude analytique qui sont résumées dans l'article présenté dans ce chapitre. Un complément de cette étude est donné sous forme de notes. Ce complément consiste en l'étude par simulation numérique de l'évolution temporelle de la turbulence. Cette simulation numérique a consisté à générer des écrans de phase dans les deux cas monocouche et multicouche. En reproduisant les mêmes conditions expérimentales, nous arrivons à estimer le temps de cohérence à partir d'images synthétiques. Ceci permet de tester les modèles et les méthodes utilisées par GSM.

Nous finissons par une conclusion générale avec une discussion des résultats que nous avons obtenus ainsi que la suite envisagée pour ce travail. Ce dernier reste ouvert grâce à l'expérience LOTUCE qui est au tout début de sa mission.

1.2 La turbulence atmosphérique

1.2.1 Le phénomène physique de la turbulence

La première définition de la turbulence comme étant "un mouvement irrégulier qui apparaît dans les fluides quand ceux-ci rencontrent des obstacles solides" a été donnée par des théoriciens comme Poiseuille, Reynolds suivis plus tard par Taylor et von Karman. Au début du 19^{ième} siècle, Claude Navier a écrit les équations de base régissant l'évolution temporelle de l'écoulement d'un fluide en turbulence. Dans la nature, il existe deux types d'écoulements : l'écoulement laminaire et l'écoulement turbulent. Pour le premier type, il s'agit d'un mouvement régulier où tous les points du fluide ont la même vitesse, pour le second le mouvement est irrégulier dans l'espace et dans le temps. La turbulence est donc une propriété des écoulements d'un fluide et non du fluide lui-même. La complexité du phénomène a eu pour conséquence qu'aucune définition rigoureuse n'a été établie mais son caractère aléatoire permet d'analyser statistiquement ses propriétés.

Le transfert en cascade de l'énergie dans les couches atmosphériques

Dans un fluide en mouvement, le passage d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent se fait au moment où le nombre de Reynolds (R_e) qui exprime le rapport des forces inertielles aux forces visqueuses atteint une valeur critique. Dans les couches atmosphériques il est de l'ordre de 10^6 ce qui correspond à une turbulence pleinement développée. L'étude de cette turbulence revient à l'étude des processus de transfert de l'énergie dans l'espace et dans le temps. Kolmogorov a proposé que dans une turbulence développée, l'énergie cinétique associée au mouvement de l'air sur une distance de l'ordre de L_0 dite "échelle externe" qui atteint des dizaines de mètres pour les couches atmosphériques, est transférée à des structures d'échelles de plus en plus petites jusqu'à une longueur l_0 appelée "échelle interne", celle-ci est de l'ordre du millimètre (figure 1.1). En dessous de cette valeur, le processus de transfert s'arrête et l'énergie cinétique est dissipée en chaleur par les frottements visqueux. Le domaine compris entre ces deux échelles est appelé domaine inertiel car les forces inertielles sont dominantes et les fluctuations de vitesse sont considérées statistiquement isotropes. Tous les effets induits par la turbulence seront étudiés dans ce domaine. La loi d'Obukhov et Yaglom (1949) montre que dans un écoulement turbulent les concentrations du mélange sont conservatives, il s'agit donc d'un processus adiabatique ce qui permet de dire que les fluctuations de la température et d'humidité comme

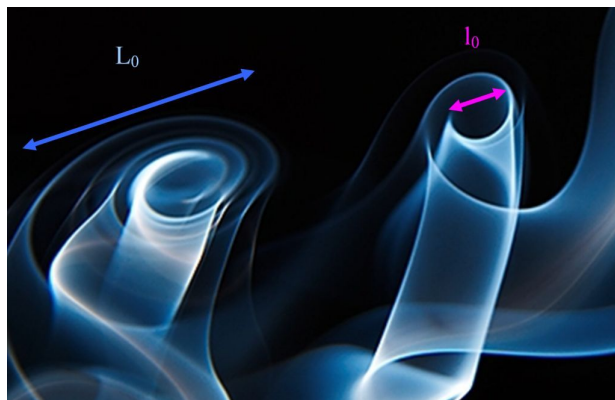


FIGURE 1.1 – Un aperçu du principe de cascade d'énergie dans un fluide en écoulement turbulent où le transfert se fait de la grande vers la petite échelle.

celles de la vitesse obéissent à la loi de Kolmogorov dans son domaine de validité, le domaine inertiel. La théorie de la turbulence homogène et isotrope établie par Kolmogorov (1941)[56] constitue les fondements de notre connaissance de la turbulence atmosphérique, elle est la base de tous les modèles théoriques existants.

Les fluctuations de l'indice de réfraction

La turbulence donne lieu à des mouvements tourbillonnaires qui vont entraîner des mélanges de masses d'air créant des fluctuations de température et de pression. Ces fluctuations sont responsables des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air et vont entraîner les perturbations du front d'onde lors de son passage à travers les couches atmosphériques (figure 1.2). En effet, l'indice de réfraction n d'un gaz parfait est une grandeur physique qui dépend de la température et la pression du gaz. Il est défini pour une longueur d'onde λ par

$$n = 1 + K(\lambda) \frac{P}{T^2} \quad (1.1)$$

où $K(\lambda)$ est une constante qui dépend des propriétés du gaz, elle est égale à 80×10^{-6} pour $\lambda = 0.5 \mu m$ et où la pression est exprimée en millibars et la température en Kelvins. Aux longueurs d'ondes optiques, les fluctuations de température dominant par rapport aux fluctuations de pression. Les fluctuations de l'indice de réfraction sont données par la relation de Gladstone

$$\Delta n = K(\lambda) \frac{P}{T^2} \Delta T \quad (1.2)$$

L'étude statistique de la turbulence optique

L'étude du phénomène des fluctuations de l'indice de réfraction nécessite une caractérisation statistique. On supposera dans la suite qu'il s'agit des fluctuations d'une variable aléatoire stationnaire et homogène. On donnera ainsi la fonction de structure des fluctuations de l'indice de réfraction définie par Tatarski (1961) [99]

$$D_n(\rho) = \langle |n(r) - n(r + \rho)|^2 \rangle \quad (1.3)$$

où $\langle \rangle$ représente la moyenne d'ensemble et ρ est le décalage spatial entre deux points. Cette fonction représente la variance différentielle des fluctuations de l'indice de réfraction entre les deux points. En suivant un raisonnement dimensionnel sur la production de l'énergie turbulente, Obukov a montré que dans le domaine inertiel, la fonction de structure des fluctuations de l'indice de réfraction peut être écrite sous la forme

$$D_n(\rho) = C_n^2 \rho^{2/3} \quad (1.4)$$

où C_n^2 de dimension $[m]^{-2/3}$ est la constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction et représente la force de turbulence à une hauteur donnée. Elle est déterminée à partir de la constante de structure des fluctuations de température C_T^2 en utilisant la relation

$$C_n^2 = (K(\lambda) \frac{P}{T^2})^2 C_T^2 \quad (1.5)$$

La constante de structure est un paramètre important pour la qualification des sites d'observation. Elle donne l'intensité des fluctuations de l'indice de réfraction le long du chemin optique suivi par la lumière. En utilisant des ballons-sondes, il a été possible d'établir des profils de ce paramètre sur différentes hauteurs de l'atmosphère. Il existe maintenant des instruments dédiés à la mesure des profils de C_n^2 que nous donnerons plus loin.

Les modèles établis pour décrire la turbulence atmosphérique

Les fluctuations de l'indice de réfraction peuvent être aussi caractérisées statistiquement par leur densité spectrale. Sachant que dans le cas d'un processus homogène et isotrope on peut passer de l'énergie donnée dans une di-



FIGURE 1.2 – La turbulence atmosphérique déforme constamment les fronts d’onde issus des objets observés.

rection à celle donnée en trois dimensions en intégrant sur l’espace et sachant que la covariance correspond à la Transformée de Fourier à trois dimensions de la densité spectrale (théorème de Wiener-Khinchin), la densité spectrale des fluctuations de l’indice de réfraction est obtenue par Tatarski (1961) [99] et donnée par

$$W_n(\vec{f}) = 0.33(2\pi)^{-2/3}C_n^2f^{-11/3} \quad (1.6)$$

où f est le module de fréquence spatiale. Cette formule n’est valide que dans le domaine inertiel. Elle est définie en considérant le modèle de Kolmogorov. Pour prendre en considération les échelles limites du domaine inertiel, von Karman a introduit des extrapolations au delà des fréquences de coupures $f = 1/l_0$ et $f = 1/L_0$ où l_0 est l’échelle interne et L_0 l’échelle externe de la turbulence. L’expression de la densité spectrale des fluctuations de l’indice de réfraction sera donnée dans ce modèle par Tatarski (1971) [?]

$$W_n^{vK}(\vec{f}) = 0.33(2\pi)^{-2/3}C_n^2(f^2 + \frac{1}{L_0^2})^{-11/6}e^{-(\frac{fl_0}{5.92})^2} \quad (1.7)$$

1.2.2 La propagation optique à travers la turbulence atmosphérique

Les couches atmosphériques constituent un milieu d’indice de réfraction continûment variable dans l’espace et dans le temps. Étudier la propagation optique à travers un tel milieu nous mène à faire des approximations pour

pouvoir appliquer les formalismes établis pour les cas simples, puis introduire petit à petit les contraintes imposées par la turbulence.

Propagation géométrique de l'onde optique

Pour commencer, nous allons supposer que toute la turbulence est concentrée dans une couche suffisamment mince pour négliger les effets de diffraction à l'intérieur de cette couche. C'est l'approximation des couches minces [78] où seule la phase du front d'onde est perturbée. La propagation est donc purement géométrique, ce qui nous permet d'utiliser le formalisme de Fresnel [42]. Les fluctuations de la phase sont reliées aux fluctuations de l'indice de réfraction à l'intérieur de la couche d'épaisseur dh et se trouvant à une hauteur h par

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{2\pi}{\lambda} n(\vec{r}) dh \quad (1.8)$$

Le champ complexe associé à cette onde après son passage à travers la couche sera donné par

$$\psi_h(\vec{r}) = e^{i\varphi_h(\vec{r})} \quad (1.9)$$

Le champ complexe formé au niveau du sol est donné par

$$\psi_0(\vec{r}) = \psi_h(\vec{r}) \otimes \frac{1}{i\lambda h} e^{\frac{i\pi r^2}{\lambda h}} \quad (1.10)$$

où \otimes représente le produit de convolution et λ est la longueur d'onde associée.

Hypothèses et approximations

Dans le domaine des longueurs d'onde optiques on considère que les déphasages que subit le front d'onde se propageant verticalement à travers chaque couche sont très faibles, c'est *l'approximation des faibles perturbations* [78],[83]. Le champ complexe de l'onde donné à une hauteur h peut s'écrire alors sous la forme

$$\psi_h(\vec{r}) \simeq 1 + \varphi_h(\vec{r}) \quad (1.11)$$

et le champ complexe arrivé au sol sera donné dans ce cas par

$$\psi_0(\vec{r}) - 1 = \chi_0(\vec{r}) + i\varphi_0(\vec{r}) \quad (1.12)$$

où la partie réelle donnée par

$$\chi_0(\vec{r}) = \varphi_h(\vec{r}) \otimes \frac{1}{\lambda h} \cos\left(\frac{\pi r^2}{\lambda h}\right) \quad (1.13)$$

représente le module du champ complexe. La partie imaginaire qui décrit les fluctuations de la phase au sol est donnée par

$$\varphi_0(\vec{r}) = \varphi_h(\vec{r}) \otimes \frac{1}{\lambda h} \sin\left(\frac{\pi r^2}{\lambda h}\right) \quad (1.14)$$

Dans le cas des observations dans le domaine optique, les effets de la diffraction sont souvent négligés. Cela veut dire que la propagation dans l'atmosphère n'affecte que la phase de l'onde. On parle dans ce cas là de l'*approximation de champ proche*.

Propagation de l'onde dans le cas multicouche

En utilisant l'approximation des faibles perturbations dans le cas de plusieurs couches, on peut considérer que les fluctuations produites au sol s'ajoutent linéairement. Ainsi l'amplitude du champ complexe résultant au sol sera donnée par

$$\chi_0(\vec{r}) = \sum_j \varphi_{h_j}(r) \otimes \frac{1}{\lambda h_j} \cos\left(\frac{\pi r^2}{\lambda h_j}\right) \quad (1.15)$$

où j est l'indice de la couche se trouvant à la hauteur h_j . La phase du champ complexe résultant au sol sera donnée de la même manière par

$$\varphi_0(\vec{r}) = \sum_j \varphi_{h_j}(r) \otimes \frac{1}{\lambda h_j} \sin\left(\frac{\pi r^2}{\lambda h_j}\right) \quad (1.16)$$

1.2.3 La densité spectrale de la phase

Pour notre étude on considère que la phase est la grandeur sur laquelle la turbulence va agir de manière significative. On définit pour cela la Densité Spectrale de la Phase (DSP). Celle-ci est déterminée à partir de la densité spectrale des fluctuations de l'indice de réfraction par

$$W_\varphi(\vec{f}) = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 dh W_n(\vec{f})$$

En utilisant l'équation 1.6 on écrit

$$W_\varphi(\vec{f}) = 0.38 \lambda^{-2} C_n^2 dh f^{-11/3} \quad (1.17)$$

et pour le cas multicouche on a

$$W_{\varphi_0}(\vec{f}) = 0.38\lambda^{-2} \int C_n^2 dh f^{-11/3} |TF(\frac{1}{\lambda h} \sin(\frac{\pi r^2}{\lambda h}))|^2$$

où la TF représente la Transformée de Fourier. Ceci nous donne la DSP de l'onde au sol sous la forme

$$W_{\varphi_0}(\vec{f}) = 0.38\lambda^{-2} \int C_n^2(h) dh f^{-11/3} \cos^2(\pi \lambda h f^2) \quad (1.18)$$

De la même manière on obtient l'expression de la densité spectrale des fluctuations du logarithme de l'amplitude :

$$W_{\chi_0}(\vec{f}) = 0.38\lambda^{-2} \int C_n^2(h) dh f^{-11/3} \sin^2(\pi \lambda h f^2) \quad (1.19)$$

1.2.4 L'effet de l'atmosphère sur l'observation en astronomie et sa mesure

Les perturbations de la phase et de l'amplitude du front d'onde qui sont causées par la turbulence atmosphérique sont visibles sur les images formées au foyer du télescope. En effet, les images subissent une dégradation qui peut se présenter comme une perte de contraste, l'étalement, l'agitation ou encore la fluctuation de l'intensité. Le phénomène d'agitation observé sur les images prises avec des courtes poses ainsi que la perte de contraste sont liés aux fluctuations de la phase. L'agitation peut être quantifiée en mesurant sur une série d'images la variance des mouvements d'un point objet de l'image appelé Point Spread Function (PSF). En présence de turbulence, la PSF prend une forme élargie qu'on appelle "speckle" qui fluctue dans le temps et dans l'espace (figure 1.3). La variance de ces fluctuations est directement liée à l'énergie de la turbulence donnée par le C_n^2 ou encore par le paramètre de Fried noté r_0 . Ce paramètre est très utilisé dans la caractérisation des sites. Introduit par Fried (1966) [39], il est défini dans le modèle de Kolmogorov en fonction de C_n^2 par

$$r_0^{-5/3} = 16.7\lambda^{-2} (\cos \gamma)^{-1} \int_0^\infty C_n^2(h) dh, \quad (1.20)$$

où dh est l'épaisseur de la couche turbulente, λ est la longueur d'onde et γ est l'angle entre la position de l'objet et le zénith. Comme on peut le voir dans le chapitre suivant, ce paramètre est mesuré avec plusieurs instruments comme le Differential Image Motion Monitor (DIMM), GSM, SH, MOSP et aussi LOTUCE.

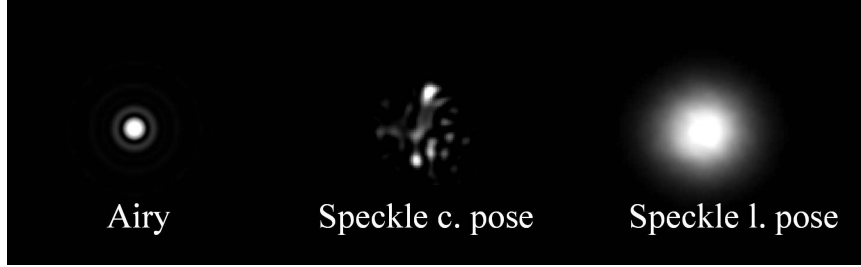


FIGURE 1.3 – À gauche une PSF en absence de turbulence, au milieu une PSF courte pose en présence de turbulence et à droite la PSF longue pose.

L'étalement est observé sur les images à long temps de pose. Il est dû aux fluctuations spatio-temporelles de la phase. Il est mesuré directement sur les images en calculant la largeur à mi-hauteur Full Width at Half Maximum (FWHM) de la PSF. Comme montré dans la figure 1.3, en l'absence de la turbulence atmosphérique, la FWHM est donnée par la largeur du disque central de la tache d'Airy. C'est la limite de diffraction imposée par le diamètre du télescope et de λ . En présence de la turbulence atmosphérique, la FWHM sera accrue par l'effet de la turbulence. On parle dans ce cas du "seeing". Ce dernier, exprimé souvent en secondes d'arc, est lié au paramètre de Fried par la relation

$$\varepsilon_0 = 0.98\lambda/r_0 \quad (1.21)$$

Les fluctuations de l'intensité sont dues aux fluctuations de l'amplitude. Ce phénomène est appelé la scintillation. Elle est mesurée avec plusieurs instruments comme le SCIntillation Detection And Ranging (SCIDAR), le Multi Aperture Scintillation Sensor (MASS) et le Lunar Scintillometer (LuSci).

Nous donnons plus loin, d'autres paramètres caractéristiques de la turbulence optique comme l'angle isoplanétique et l'échelle externe. Le premier exprime le champ angulaire où les fluctuations de la phase restent cohérentes. Ce paramètre est important, par exemple, dans le choix de l'étoile de référence pour l'OA. L'échelle externe est mesurée avec GSM, MOSP et aussi par LOTUCE. Elle peut être aussi estimée en interférométrie à partir des mesures des fluctuations de l'Optical Path Difference (OPD). L'intérêt de ce paramètre est discuté dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Distribution verticale de la turbulence : mise en évidence de la couche de surface

Dans ce chapitre on présente une étude de la turbulence optique liée à la contribution de la couche de surface. Cette dernière étant proche du sol, interagit avec le voisinage immédiat du télescope. L'effet de la couche de surface commença à attirer l'attention des chercheurs au moment où les télescopes ont commencé à acquérir des tailles considérables, conduisant ainsi à se poser des questions sur l'impact du volume croissant de leur coupoles sur la propagation du front d'onde. Les premières campagnes de mesures expérimentales de la turbulence atmosphérique ont été dédiées principalement à la caractérisation des sites ainsi qu'au suivi de l'évolution des paramètres optiques intégrés et des profils de turbulence. La connaissance de ces paramètres a permis d'établir des modèles empiriques basés sur ces mesures expérimentales. Les valeurs moyennées sur le long terme de ces mesures donnent une estimation caractéristique de chaque site comme donné par Martin (2000) [69] pour le site de Paranal et Aristidi (2009) [3] pour le Dôme C. Cependant, dans les observations basées sur les techniques de Haute Résolution Angulaire (HRA), la connaissance des paramètres optiques est plus quantitative, un suivi à court terme et même en temps réel est nécessaire afin de corriger les effets dégradants de la turbulence optique. Avec le développement des nouvelles techniques HRA où l'on aspire à des pouvoirs de résolution élevés, la connaissance de l'évolution spatio-temporelle de la turbulence nécessite une plus grande précision. Ainsi l'optique adaptative ou l'interférométrie à longue base ont maintenant intégré dans leurs systèmes d'analyse et de correction du front d'onde les profils de turbulence comme le $C_n^2(h)$, le profil de vitesse

$\vec{V}(h)$ et aussi le profil de l'échelle externe $\mathcal{L}_0(h)$. La prise en compte de l'aspect multicouche de la turbulence a permis l'amélioration de ces systèmes de compensation de la turbulence atmosphérique. La plupart des campagnes de mesures effectuées jusqu'à maintenant s'accordent sur la distribution de la turbulence atmosphérique en deux couches distinctes, la haute couche appelée atmosphère libre se trouvant au dessus de 1 km et la basse couche appelée la couche planétaire. En terme d'énergie, la couche planétaire contribue pour la majeure partie à la dégradation du front d'onde. Ainsi des mesures de profils avec une résolution en altitude plus fine ont été effectuées afin d'explorer avec plus de précision cette partie de l'atmosphère, tels les lancers de ballons-sondes. Des instruments comme le SCIDAR généralisé (Avila 1997 [4]) ont alors été développés pour accéder à la couche planétaire et améliorer la résolution verticale. Ces derniers ont confirmé la concentration de l'énergie globale de la turbulence dans cette couche, laissant apparaître une couche distincte ayant une grande turbulence, la couche de surface. Néanmoins, la mise en évidence de la couche de surface ne peut être établie avec précision en utilisant ces même instruments car leur résolution en altitude reste très faible et les mesures in situ via les ballons-sondes sont altérées par la dynamique de cette couche. D'autres instruments ayant une plus grande résolution en basse altitude ont été mis au point à cette fin comme le SLOpe Detection And Ranging (SLODAR) (Wilson 2002[106]) et LuSci (Tokovinin 2007 [96]), leurs résultats montrent une grande énergie de la turbulence dans les premiers mètres au dessus du sol. De manière indirecte il est cependant possible de déduire l'effet de la couche de surface en comparant les mesures simultanées de la turbulence avec des instruments se trouvant à des hauteurs et des configurations différentes. Ainsi dans ce chapitre, on présente la campagne de mesures à Paranal en décembre 2007 que l'on a consacrée à mettre en évidence cette couche par comparaison de mesures faites avec des instruments opérant en même temps. L'article donné ici traite de l'aspect vertical de la turbulence au dessus de Paranal en s'appuyant sur les données qu'on a collectées lors de cette campagne. On y montre l'importante contribution à l'énergie globale de la couche se trouvant en dessous de 30 mètres de hauteur, un résultat qui confirme les autres observations sur la finesse de la couche de surface et sa domination en terme d'énergie (Chun 2009 [19], Berdja 2010 [12] et Lombardi 2010 [60]).

On donne par la suite une note pour compléter l'étude du profil de la turbulence en traitant les données de MOSP sachant l'importance du profil de l'échelle externe pour l'optique adaptative et l'interférométrie à longues bases.

2.1 Campagne de mesure multi-instrument à Paranal en 2007 : Caractérisation de l'échelle externe et du seeing de la couche de surface

Article paru dans *A&A* 525, A73(2010)

Résumé

Dans le cadre de la caractérisation du site qui va recevoir l'E-ELT, une campagne de mesures a été effectuée en décembre 2007 au plateau du VLT à Paranal. Six instruments ont été utilisés dans cette campagne afin de caractériser la turbulence optique. Les différentes techniques reposent sur deux méthodes ; une basée sur l'analyse statistique des fluctuations des angles d'arrivée et l'autre basée sur la scintillation de l'objet observé. Dans notre cas, l'objet en question est une étoile pour le DIMM, GSM et le MASS, une étoile double pour le Cute-SCIDAR (Vazquez Ramio 2008 [101]) et le bord lunaire pour MOSP et LuSci. Les paramètres mesurés pendant cette campagne sont, le seeing, l'angle isoplanétique, l'échelle externe et le temps de cohérence. Les résultats obtenus montrent un bon accord avec ceux trouvés dans les précédentes campagnes. Les profils de C_n^2 ont été aussi calculés et pour la première fois à Paranal on établit les profils de \mathcal{L}_0 . La comparaison des différents résultats a permis d'établir la distribution de l'énergie turbulente dans l'atmosphère libre, la couche planétaire ainsi que dans les premiers mètres au dessus du sol. On montre que la couche de surface a une grande contribution dans la dégradation du seeing globale.

Multi-instrument measurement campaign at Paranal in 2007

Characterization of the outer scale and the seeing of the surface layer

W. Dali Ali¹, A. Ziad¹, A. Berdja^{1,4}, J. Maire^{1,5}, J. Borgnino¹, M. Sarazin², G. Lombardi², J. Navarrete²,
 H. Vazquez Ramio³, M. Reyes³, J. M. Delgado³, J. J. Fuensalida³, A. Tokovinin⁴, and E. Bustos⁴

¹ OCA, CNRS UMR 6525 Hippolyte FIZEAU, Université de Nice-Sophia Antipolis, Campus Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France
 e-mail: daliali@unice.fr

² European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str.2, 85748 Garching, Germany

³ Instituto de Astrofísica de Canarias via Lactea s/n, 38200 La Laguna, Tenerife, Spain

⁴ Cerro Tololo Inter-American Observatory, Casilla 603 La Serena, Chile

⁵ Département de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. Centre-Ville, Montreal, QC, H3C 3J7, Canada

Received 8 June 2010 / Accepted 5 September 2010

ABSTRACT

Aims. Within the framework of site qualification for the future European large telescope E-ELT, a campaign of measurements was carried out for ten nights in December 2007 at Paranal using six independent instruments.

Methods. To characterize the optical turbulence, two techniques were used: the statistical analysis of the fluctuations of the angle of arrival and the scintillation of the observed objects which are, in this case, a single star for DIMM, GSM, and MASS, a double star for Cute-SCIDAR, and Moon limb for MOSP and LuSci.

Results. The optical parameters measured in this campaign and presented here are the seeing, the isoplanatic angle, the coherence time, and the outer scale. We obtain a good agreement with the value measured in previous campaigns. We also extracted the vertical profile of the turbulence given by $C_n^2(h)$, and the profiles of the outer scale for the first time at Paranal. A comparison of the different results that we present here allows the determination of the energy distribution in the free atmosphere, on the ground layer as well as in the first meters above ground. This reveals a significant contribution of the surface layer to the degradation of the global seeing.

Key words. instrumentation: detectors – atmospheric effects – site testing – methods: data analysis – techniques: high angular resolution

1. Introduction

The atmospheric turbulence induces a random distortion of the wavefront, which limits the performance of the high angular resolution observations. Adaptive Optics (AO) and fringe tracking (FT) systems were developed to compensate the optical effects of the atmosphere. These techniques need however a quantitative spatiotemporal and angular characterization of the wavefront. Thus, in addition to the measurement of the seeing, which is responsible for the image spread, it is necessary to characterize the variation of the wavefront behavior in the decametric range. This is crucial for the new generation of large telescopes such as the European Extremely Large Telescope and the Thirty-Meter Telescope.

Classical parameters that describe the optical turbulence energy are the seeing ε_0 or Fried parameter r_0 . The seeing is measured in most observatories by means of differential image motion monitors (DIMM). The isoplanatic angle θ_0 determines the angular coherence field of view. The coherence time τ_0 is the characteristic time of the turbulence evolution that is relevant to AO and FT systems. Finally, the outer scale of the spatial coherence of the wavefront \mathcal{L}_0 becomes of importance for the telescopes of growing apertures and for long baseline interferometers.

In this paper we present the results of the Paranal campaign conducted by three teams working in collaboration (Dali-Ali et al. 2009). The advantage of this campaign is the use of several instruments to measure simultaneously the optical

parameters and the turbulence profiles. This allowed us to collect quantitative data, including the extraction of the first profiles $\mathcal{L}_0(h)$ for the Paranal site, and gave the possibility to separate the contributions of free atmosphere, ground layer, and surface layer from the whole turbulence effect.

In Sect. 2, we give the description of the different instruments used during this campaign. Their localization and the conditions of observation for ten nights is given in Sect. 3. In Sect. 4, we present the results of measurements of each parameter night by night, followed by a mean value for the whole campaign. A comparison of the results is given in Sects. 5 and 6, where we separate the surface layer contribution from the whole atmosphere.

2. Instruments of the Paranal site-testing campaign

Two important aspects were considered in this campaign, the first one is the value of each parameter integrated at the ground level; this determines the global turbulence characteristics of the Paranal site. The second one is the vertical distribution of this turbulence from the ground to the top of the atmosphere.

2.1. Integrated turbulence monitors

2.1.1. The ESO-DIMM (differential image motion monitor)

The ESO-DIMM is placed on a tower at 6m above the ground. It was the main element of the instrumentation developed for the VLT site evaluation campaign (Sarazin 1986). It works in robotic

mode at Paranal since 1998. It is a 35 cm telescope masked with two 11 cm circular sub-apertures. A thin-wedge prism is placed at one aperture to separate the two images of the observed star in the focal plane. A CCD detector takes series of images with 5 ms exposure time. The measurement of the differential image motion will separate the effect of atmospheric turbulence from the telescope vibrations. Using the Kolmogorov model, the seeing defined as the full width at half maximum (FWHM) of the point spread function (PSF) is related to the variance of the differential image motion (Sarazin & Roddier 1990). The coherence time and isoplanatic angle are estimated by the method of Sarazin & Tokovinin (2002).

2.1.2. The GSM (generalized seeing monitor)

The GSM is dedicated to the measurement of optical parameters that are deduced from angle of arrival (AA) spatio-temporal statistics. Parameters of interest are seeing, outer scale of turbulence, isoplanatic angle, and coherence time for AA fluctuations τ_{AA} . The experiment consists of independent synchronized 10 cm telescopes modules measuring the AA fluctuations at different points of the wavefront. The modules are mounted in a non-redundant configuration. This allows the determination of the outer scale parameter from the AA covariance. Usually GSM is composed of four separate modules with six baselines. Six modules were used for a better sampling of the AA covariance with 15 baselines exclusively for this campaign. This also enabled us to validate the atmospheric model (Maire et al. 2008). Two modules were placed on the same mount to measure the seeing with the DIMM method (see Ziad et al. 2004).

2.2. Turbulence profilers

2.2.1. The Cute-SCIDAR (scintillation detection and ranging)

An upgraded version of a generalized SCIDAR has been used. It has been developed for Paranal by the IAC (Vazquez Ramio et al. 2008). New features during this campaign were the real-time measurement of turbulence profiles and the remote control of the instrument. It was mounted on the VLTI Auxiliary Telescope 4 (AT4). Cute-SCIDAR provides the vertical profile of the turbulence energy $C_n^2(h)$ by measuring the scintillation of double stars with a CCD. It is deduced from the spatial auto-correlation functions of the scintillation in two directions, parallel and perpendicular to the double stars separation (Avila et al. 1997). The vertical resolution depends on the double star angular separation; for the Cute-SCIDAR it was about 300 m. The integrated optical parameters, seeing and isoplanatic angle, are deduced from the profiles.

2.2.2. The MASS (multi aperture scintillation sensor)

In MASS, the light of a single star is received by a system of four concentric apertures, with 2 cm inner aperture and 13 cm for the outer one. The beam splitting between annular apertures is done by internal optics (Kornilov et al. 2003). Scintillation, which depends on the altitude of the turbulence, is detected in each aperture using photomultipliers with 1 ms exposure time. The apertures and their combinations act as spatial filters, separating the contributions from different altitudes. The MASS measures a coarse turbulence profile $C_n^2(h)$, the coherence time and the isoplanatic angle. However, MASS does not sense the near-ground turbulence and does not work under strong scintillation (Tokovinin & Kornilov 2007).

2.2.3. The LuSci (lunar scintillometer)

The LuSci is used to probe the turbulence in the ground and surface layer. Its principle is the measurement of Moon scintillation. Over a set of detectors at fixed separations (baselines), a normalized scintillation covariance is measured. Each covariance is related to $C_n^2(h)$ with its proper weighting function, which depends on detector configuration (size, baseline separation and orientation) as well as on the lunar phase (Rajagopal et al. 2008; Tokovinin 2007; Tokovinin et al. 2010). In this campaign, LuSci had four detectors spaced linearly from 2 cm to 38 cm. A smooth profile is fitted to the measured covariances. Turbulence integrals to the heights from 6 m to 256 m are calculated from the fitted profiles. During the campaign, the instrument was almost totally automated.

2.2.4. The MOSP (monitor of outer scale profile)

The MOSP is the only instrument able to extract the outer scale profiles. It is a 29-cm telescope with a impressive focal length (10 m). The principle of the instrument is based on the measurement of AA fluctuations by observation of the moon limb. The spatioangular correlations of the AA in different angular separations depends on the vertical profiles of the turbulent energy $C_n^2(h)$ and on the vertical profiles of outer scale $\mathcal{L}_0(h)$. Determining both profiles by inversion leads to unstable results. Instead, we used the $C_n^2(h)$ simultaneously measured by the Cute-SCIDAR and determined only $\mathcal{L}_0(h)$ by the simulated annealing algorithm. MOSP is equipped with a PixelFly CCD and a Barlow lens to extend the focal length. This increases the sensitivity of the monitor to the fluctuations of the moon limb. The exposure time was set to 1 or 2 ms in order to freeze the atmospheric effects on image motion (Maire et al. 2007).

3. Campaign setup

The instruments GSM, MOSP, MASS, and LuSci were installed at a height of 1.5 m from the ground. They were located near the ESO-DIMM tower of 6 m height at the northern side of the VLT platform. The Cute-SCIDAR was mounted some distance apart in the AT dome of 5 m height, as shown in Fig. 1.

The observations started on 2007 December 17, and continued for ten nights until December 26. Most instruments were simultaneously in operation. This allowed us to collect a substantial database for cross-comparisons of the results produced by each instrument. A common list of targets was provided for the instruments observing single stars.

We collected data from the meteorological station located near the ESO-DIMM (Fig. 1). The sampling intervals were 2 s for digital sensors (wind speed and direction) and one minute for analogic sensors measuring temperature, relative humidity, and pressure (T, Rh, P).

4. Integrated characteristics of atmospheric turbulence

4.1. Seeing

The relation between seeing ε_0 , Fried parameter r_0 , and the turbulence integral is given by Roddier (1981),

$$\varepsilon_0 = 0.98\lambda/r_0, \quad (1)$$

$$r_0^{-5/3} = 16.7\lambda^{-2}(\cos \gamma)^{-1} \int_0^\infty C_n^2(h)dh, \quad (2)$$

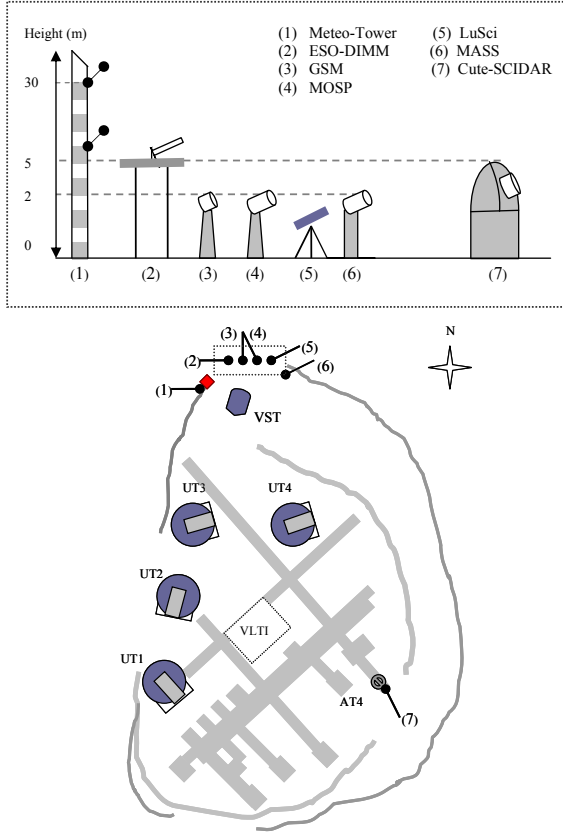


Fig. 1. Setup of turbulence monitors at the Paranal site. GSM, MOSP, LuSci and MASS-DIMM were located at the northern side of the platform near the ESO-DIMM tower. The Cute-SCIDAR was located in the south-eastern side of the platform at the AT4 station.

where λ is the wavelength, $C_n^2(h)$ is the optical turbulence energy profile and γ is the zenith angle of the observed object. Below, all atmospheric parameters are given for $\lambda = 500$ nm at zenith. As we note from Eqs. (1) and (2), the contributions of the different layers to the seeing must be summed as 5/3 power ($\epsilon_0^{5/3} = \sum^j (\epsilon_j^{5/3})$), where ϵ_j is the seeing corresponding to the layer at the altitude h_j .

We present in this section the nightly seeing values corresponding to the total turbulence (TOT) measured simultaneously by Cute-SCIDAR, GSM, and ESO-DIMM (Fig. 2). We plot the seeing (and all other parameters) with a 10-min binning. In Fig. 3, we show the mean value of the seeing averaged on all data measured with each instrument for the ten nights. The mean values of the seeing and other parameters are calculated for each instrument using all its data, so the time periods sampled by various instruments during this campaign are slightly different. This can bias the mean values as we can note by comparing Fig. 2 with 3 (e.g. the first night) where the DIMM agrees well with other instruments, but started measuring late.

Figure 2 shows that most of the time, the global seeing values measured by GSM and Cute-SCIDAR agree well but the values given by ESO-DIMM are slightly lower. In Fig. 3 we show the mean value of seeing introduced by the free atmosphere ($h \geq 500$ m) and measured by MASS; it is always less than the global seeing. We also note that the seeing produced by the first 256 m above ground, as measured with LuSci, is comparable to the FA turbulence, especially on the night of December 20. Comparing the thickness of the free atmosphere (FA) (≈ 15 km)

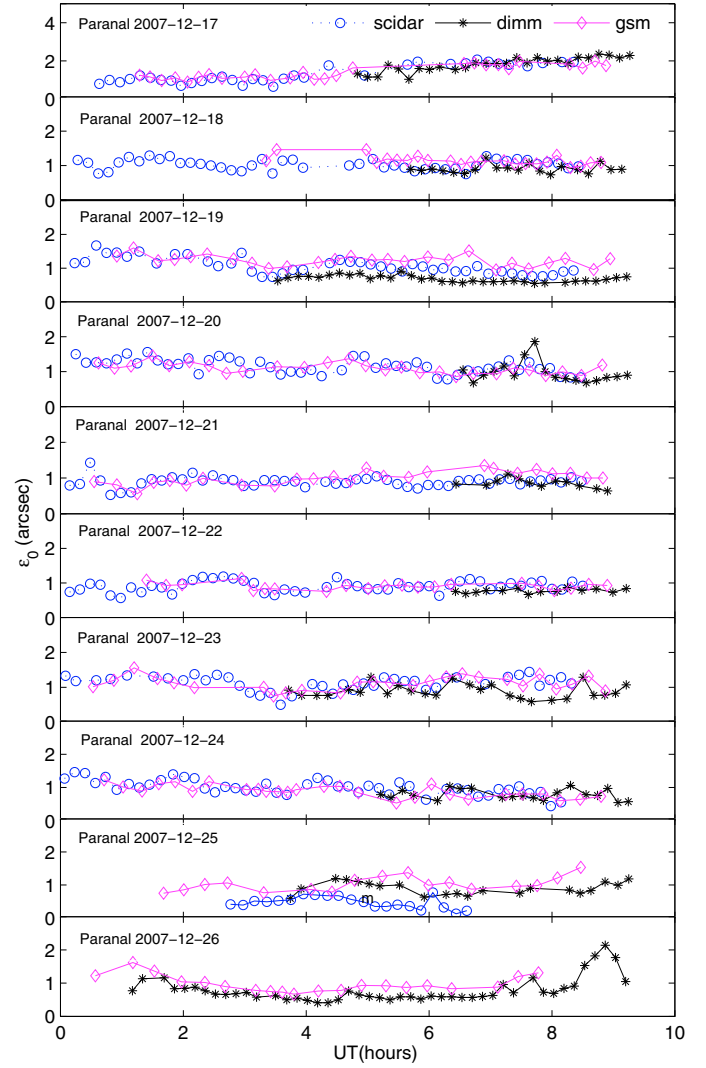


Fig. 2. Seeing measured with ESO-DIMM (asterisks), GSM (diamonds) and Cute-SCIDAR (circles) for ten nights at Paranal, with 10 mn time sampling for all instruments.

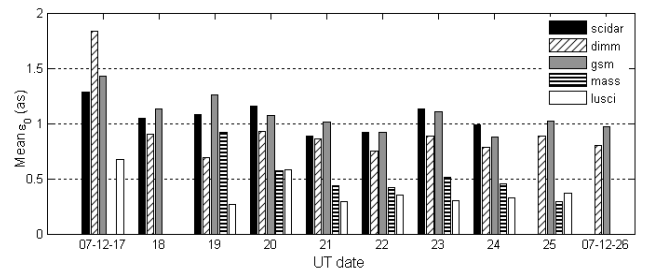


Fig. 3. Mean value of seeing computed on all data delivered by Cute-SCIDAR, ESO-DIMM, GSM, MASS, and LuSci for ten nights at Paranal.

with the layer of 0–255 m, we note that much of the turbulence is concentrated in the first few hundred meters. This point will be further discussed in Sects. 5 and 6.

The mean value of the total seeing during this campaign is 1.07'' for GSM and Cute-SCIDAR and 0.93'' for the ESO-DIMM. It is slightly worse than 0.88'' measured in the previous campaign at Paranal in 1998 (Martin et al. 2000). That last campaign was carried out at about the same time of the year.

4.2. Isoplanatic angle

Fried (1976) defined the AO isoplanatic angle θ_0 as

$$\theta_0^{-5/3} = 2.91 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (\cos \gamma)^{-8/3} \int_0^{h_{\max}} C_n^2(h) h^{5/3} dh. \quad (3)$$

We note that θ_0 depends only on the C_n^2 profile. On the other hand, it was established that the scintillation index σ_I^2 (the normalized intensity variance) is also related to the C_n^2 profile (Roddier 1982)

$$\sigma_I^2 = \int_0^{h_{\max}} W(h) C_n^2(h) dh, \quad (4)$$

where $W(h)$ is a weighting function that depends on the wavelength λ , the aperture characteristics, and the turbulence spectrum. For $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$, $D \simeq 10 \text{ cm}$ and $h \simeq 10 \text{ km}$, $W(h)$ resembles the $h^{5/3}$ dependence. Then θ_0 can be derived from the scintillation index as (Ziad et al. 2000)

$$\theta_0^{-5/3} = K \sigma_I^2, \quad (5)$$

where K is a constant depending on λ and the aperture characteristics.

For the profilers such as Cute-SCIDAR and MASS, θ_0 is calculated using the measured $C_n^2(h)$ (Eq. (3)), whereas for the ESO-DIMM and GSM it was deduced from the scintillation index (Eq. (5)), taking for each instrument the adequate weighting function. Measurement of θ_0 from the scintillation index is often biased by the finite exposure time. This bias is removed in the data processing for both ESO-DIMM and GSM.

Nightly measurements of isoplanatic angle are plotted in Fig. 4. Obviously, the values given by the ESO-DIMM, GSM and MASS are agree well with those of Cute-SCIDAR for all nights. The mean value of $2.4''$ found here (Fig. 5) is close to the $2.6''$ measured with the ESO-DIMM in the campaign of 2000 (Sarazin & Tokovinin 2002), whereas in 1998, $1.9''$ was found by Martin et al. (2000).

4.3. Coherence time

Atmospheric coherence time τ_0 is another important parameter measured in this campaign. The AO coherence time τ_0 (Roddier 1981) is related to the Fried parameter r_0 and the average velocity of the turbulence V_0 as

$$\tau_0 = 0.314 \frac{r_0}{V_0}. \quad (6)$$

For the ESO-DIMM, the coherence time τ_0 can be estimated from the seeing and the instantaneous values of the wind velocity. The wind speed at the 200 mb level $V_{200 \text{ mb}}$ is retrieved from the european center for medium range weather forecasts (ECMWF) data products refreshed every 6 h. We substituted in Eq. (6) the maximum velocity $V_0 = \text{Max}(V_{30 \text{ m}}, 0.4 V_{200 \text{ mb}})$ following Sarazin & Tokovinin (2002).

For MASS, the τ_0 measurement is based on the temporal analysis of the scintillation signal in the smallest aperture. It does not include the ground layer (GL) turbulence. The coherence time is then corrected for the GL contribution by using the data of the DIMM associated to the MASS as $\tau_0^{-5/3} = (\tau_0^{\text{GL}})^{-5/3} + (\tau_0^{\text{MASS}})^{-5/3}$ with

$$\tau_0^{\text{GL}} = \frac{0.314 r_0^{\text{GL}}}{V_{30 \text{ m}}} \quad (7)$$

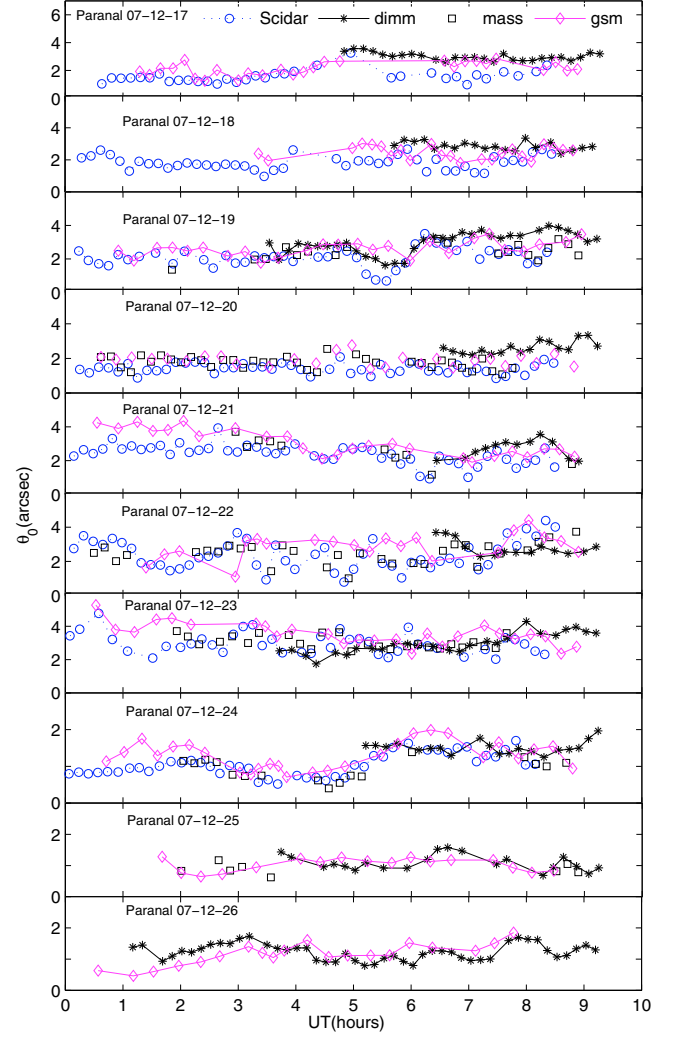


Fig. 4. Isoplanatic angle measured with Cute-SCIDAR (circles), ESO-DIMM (asterisks), GSM (diamonds) and MASS (squares) for ten nights at Paranal with 10 mn time sampling for all instruments.

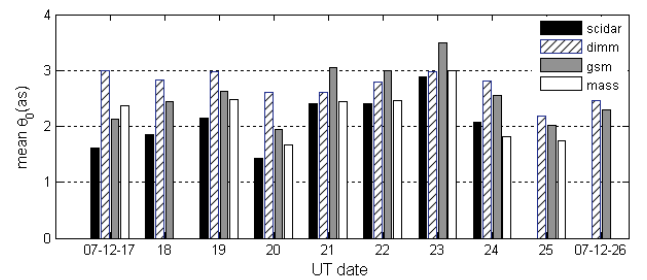


Fig. 5. Mean value of isoplanatic angle computed on all data delivered by ESO-DIMM, GSM, Cute-SCIDAR and MASS for ten nights at Paranal.

and

$$(r_0^{\text{GL}})^{-5/3} = (r_0^{\text{DIMM}})^{-5/3} - (r_0^{\text{MASS}})^{-5/3}. \quad (8)$$

For GSM, the method used to estimate a characteristic time, denoted here as τ_{AA} , consists of processing the structure function of the temporal fluctuations of AA $D_\alpha(r, \tau)$, where α indicates the AA measured with GSM with time difference τ . This temporal structure function saturates for high values of τ , and the point

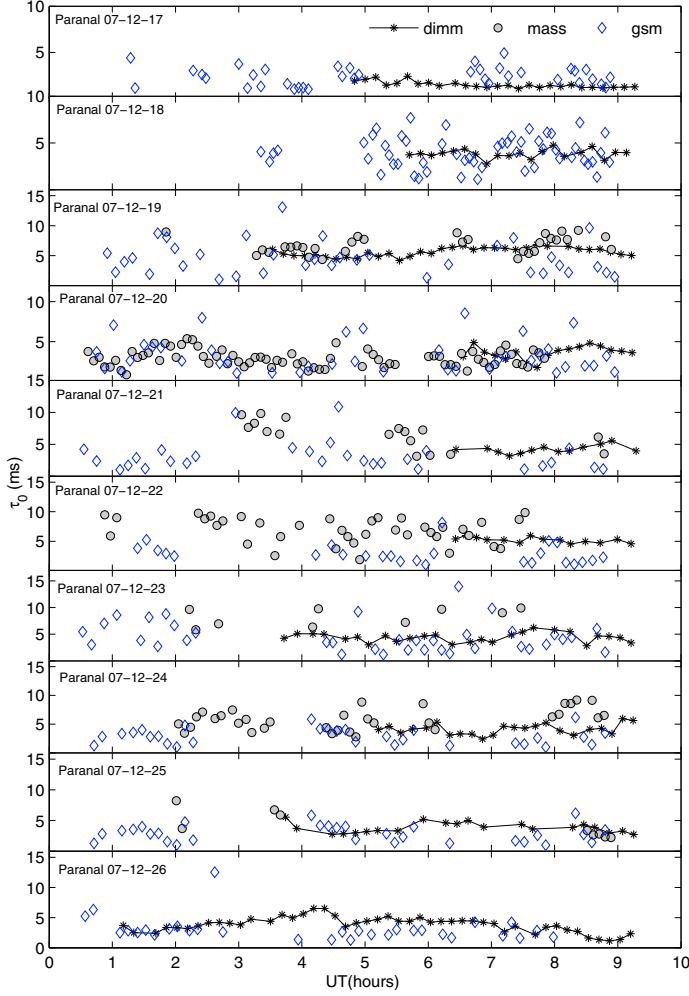


Fig. 6. Coherence time measured with ESO-DIMM (asterisks), GSM (diamonds), and MASS-DIMM (circles) for ten nights at Paranal with 10 mn time sampling for ESO-DIMM and 5 mn for GSM and MASS-DIMM.

at which the structure function reaches the $\frac{1}{6}$ of this maximum corresponds to the GSM τ_{AA} (Ziad et al. 2004).

We plot in Fig. 6 the nightly value of the coherence time measured with ESO-DIMM, GSM, and MASS-DIMM with the time sampling of 10 mn for ESO-DIMM and 5 mn for MASS-DIMM and GSM. The mean value computed for all data of each instrument for each night is given in Fig. 7. We note a difference in the τ_0 mean values that can be explained by the use of different methods and definitions of this parameter. The mean value of the coherence time measured by the ESO-DIMM, 4.06 ms, agrees with 3.90 ms measured in 2000. For the GSM, the mean value of τ_{AA} is 3.54 ms, while for the MASS the mean τ_0 is 5.17 ms. Note here that the mean values of the coherence time in some nights, e.g. first night, stand quite different because the instruments did not observe exactly in the same periods of the night.

4.4. Outer scale measurements

For the first time at Paranal vertical profiles of the outer scale are provided by the dedicated instrument MOSP. The \mathcal{L}_0 estimation using GSM consists of the measurement of the normalized covariance of the AA fluctuations on two pupils separated by the baseline B . The adjustment of the normalized covariance curve to the precalculated theoretical covariance gives the \mathcal{L}_0 value.

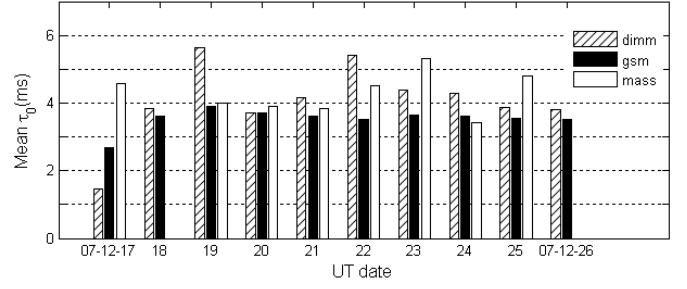


Fig. 7. Mean value of coherence time computed on all data delivered by ESO-DIMM, GSM, and MASS for ten nights at Paranal.

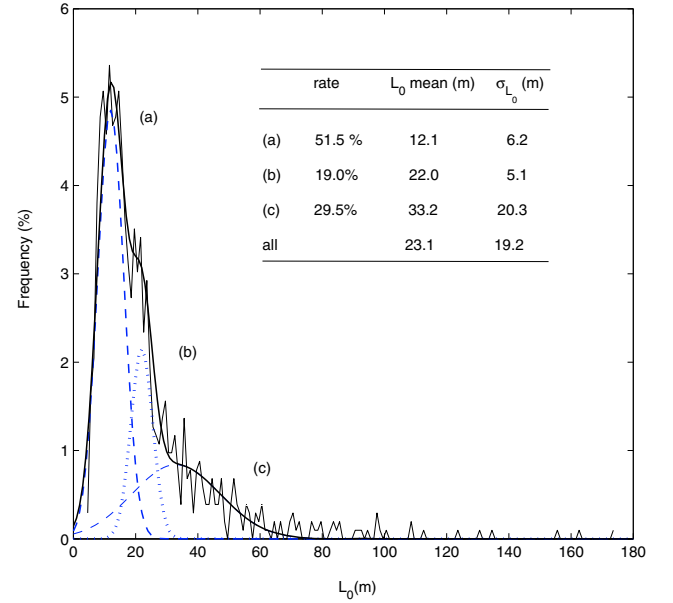


Fig. 8. Normalized histograms of outer scale measured with GSM, the curve with solid line shows the fit of the distribution by a sum of three log-normal functions. The separation of the three peaks is presented with three curves (a), (b), and (c) in dotted lines. The mean values, standard deviations, and fraction of each component are listed.

The normalized histogram of \mathcal{L}_0 measured during the whole campaign is presented in Fig. 8. The histogram was fitted by a sum of three log-normal distributions (a), (b), and (c), plotted separately. For each of these components we give the mean value of \mathcal{L}_0 and its standard deviation. Therefore, we can suppose that each log-normal distribution corresponds to a specific turbulent regime (mode). The mode (a) corresponds to the case of small outer scale (~ 12 m), the mode (c) to the high value (~ 33 m) and (b) to the intermediate value (~ 22 m). Low values of \mathcal{L}_0 occur in 51% of the entire data set, 29.5% for high values and 19% for intermediate values.

We show in Fig. 9 the mean values of $\mathcal{L}_0(h)$ night by night as measured with MOSP, in addition to the mean values measured by the GSM. The value averaged over the whole campaign is 20.3 m for MOSP and 23.1 m for the GSM. This agrees with 20.0 m measured in 1998 at Paranal (Martin et al. 2000).

The outer scale \mathcal{L}_0 is a parameter of the Von Karman turbulence model. A combination of several turbulent layers with different \mathcal{L}_0 does not result in the Von Karman spectrum. For this reason, a definition of the integrated or equivalent \mathcal{L}_0 in the

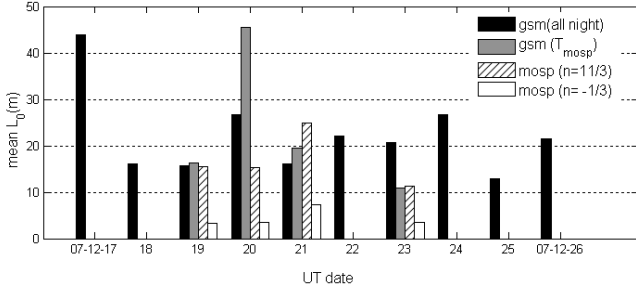


Fig. 9. Nightly outer scale mean value computed for all data delivered by GSM in dark bars and by MOSP in white bars. The outer scale computed in the overlapping time of GSM and MOSP is given as grey bars.

multi-layer case is ambiguous. A general formula was proposed by Maire et al. (2007):

$$\mathcal{L}_0^n = \frac{\sum \delta h_i C_n^2(h_i) \mathcal{L}_0^n(h_i)}{\sum \delta h_i C_n^2(h_i) \mathcal{L}_0(h_i)}. \quad (9)$$

Borgnino (1990) found that for AA fluctuations $n = -1/3$ is appropriate. Here we find that the $n = 11/3$ exponent gives the best match between the GSM and MOSP outer scale values (Fig. 9), which agree with the suggestion of Maire (2007) and Maire et al. (2007).

5. Vertical distribution of turbulence at Paranal

In this section, we present both outer scale and energy profiles of turbulence at Paranal during the December 2007 campaign.

5.1. Outer scale profiles at Paranal

The profiles of $\mathcal{L}_0(h)$ determined with MOSP are shown in Fig. 10. As we can see, the outer scale values in the ground layer are typically a few meters (~ 10 m), the maximum value (~ 35 m) appears in the boundary layer at 1 km, after it decreases again to a few meters at around 3.5 km, above this layer it increases with height with an average value of ~ 20 m. If we compare this distribution, which shows three typical layers to the outer scale measured with GSM in Sect. 4.4, one can note an interesting coincidence with the three modes of the outer scale. Thus, we can suppose that each mode occurs when the turbulence in one of these three layers is dominating. Therefore, the low value of the outer scale given by the mode (a) in Fig. 8 can be related to the case where the turbulence in the ground layer is dominant, as was previously observed by Ziad et al. (2008) at Dome C.

5.2. Turbulence profiles at Paranal

The turbulence energy in each range of altitudes is described by the integral $\int C_n^2(h) dh$ over this range.

First we sub-divide the total path (TOT) in only two zones, the ground layer (GL) below 500 m and the free atmosphere (FA) above 500 m. For this task, we consider all values of the total energy measured by the ESO-DIMM, GSM, and Cute-SCIDAR during the whole campaign in one block, and calculate the corresponding histograms. For the FA turbulence, we consider the values measured by the MASS and those given by the Cute-SCIDAR above 500 m. This increases the data count for a better statistics and also alleviates the difference in time-acquisition sampling between the instruments, if considered separately.

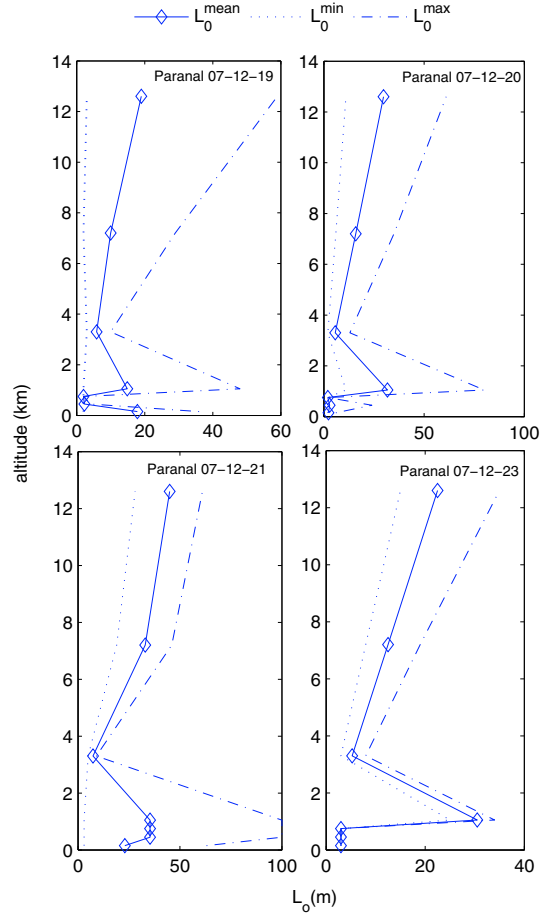


Fig. 10. Outer scale profiles measured with MOSP for four nights at Paranal, the mean value in solid lines, minimum value in dotted lines, and maximum value in dashed lines.

Once normalized, the histograms can be compared. We note from Fig. 11a that the energy distribution shows a log-normal behavior with two peaks, one at $5.49 \times 10^{-13} (m^{1/3})$, this corresponds to a seeing of 0.88 arc-sec, and the second peak at $1.95 \times 10^{-12} (m^{1/3})$ which corresponds to a seeing of 1.87 arc-sec. Despite the low probability (5.4%) to get this bad seeing value, it biases the mean value of the seeing, as we can see by comparing with the value given in Sect. 4.1.

The histogram of the FA energy is given in Fig. 11b. From each histogram we calculate average values of energy of the corresponding layer, which we show in Fig. 11c. Thus, the difference between the average energy value of TOT and FA turbulence corresponds to the energy of the GL. Furthermore, the ratio GL/TOT and FA/TOT corresponds to the energy contribution of GL (respectively FA). Therefore, the contribution of FA is 28%. This means that 72% of the total energy is concentrated in the first 500 m above ground.

6. Surface layer identification

We focus here on the energy distribution below 500 m. We analyzed the LuSci data, which give $C_n^2(h)$ profiles at $h < 256$ m. We also estimated indirectly the turbulence energy by comparing the results of two independent instruments that are located at different heights – the ESO-DIMM and the GSM. In the following

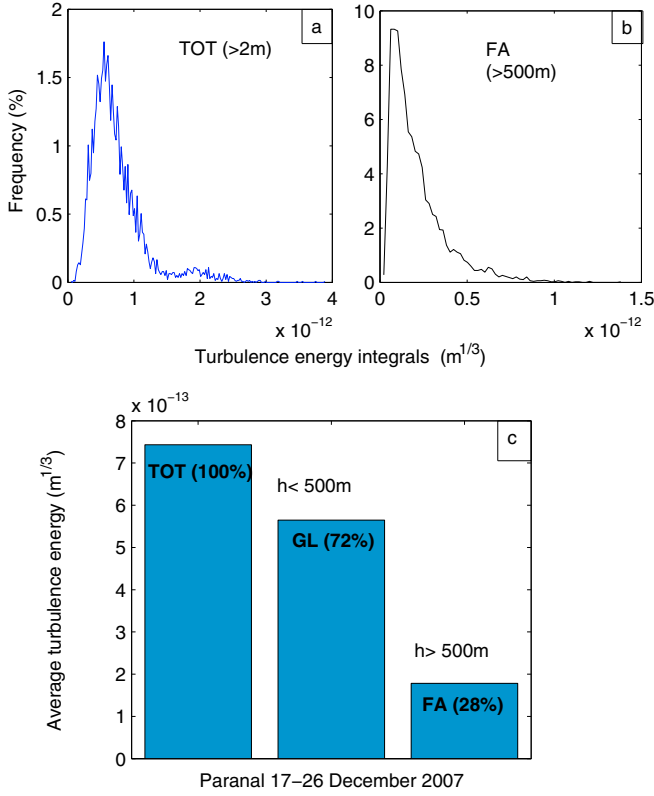


Fig. 11. a) normalized histogram of the total turbulence energy TOT integrated above ground; b) normalized histograms of the FA energy. The average energy for TOT and FA turbulence is calculated from the corresponding histograms and shown in c). The energy of the ground layer GL is given by the difference between TOT and FA energies.

we assume that these site monitors do not introduce additional turbulence themselves, which may be not quite true.

In this campaign, we had the advantage of setting LuSci and GSM near the ESO-DIMM tower. This allowed us to compare the energy integrated from 2 m upward with GSM and from 6 m up with ESO-DIMM. The returned histograms are shown in Fig. 12a. We compare this with the energy integrated from 1–6 m measured by LuSci (Fig. 12b). The difference of the average values of energy between GSM and ESO-DIMM given in Fig. 12c is similar to the value measured by LuSci. This confirms that the difference between ESO-DIMM and GSM is caused by turbulence located below 6 m; this layer alone contributes 18% to the total energy.

From Figs. 11a,b and 12a,b we note that the histograms present three distinct distributions as in case of the outer scale given in Sect. 4.4. One can assume that this is due to the SL, as was noted at Dome C by Aristidi et al. (2009). Their study was built on a longtime series of measurements during several years and for a complete night's covering. The data collected during the ten nights of our campaign did not allow us to reach the same conclusion about the seeing regimes.

We can evaluate the mean turbulence profile $C_n^2(h)$ at Paranal during this campaign by combining the results from five independent instruments (Table 1). We then obtain good altitudes sampling including the GL and FA, as well as the SL turbulence.

In Fig. 13 we show the reconstructed mean profile of $C_n^2(h)$. Let us compare it to the existing models. We note a good agreement with the Hufnagel-Valley model, except for the first 100 m

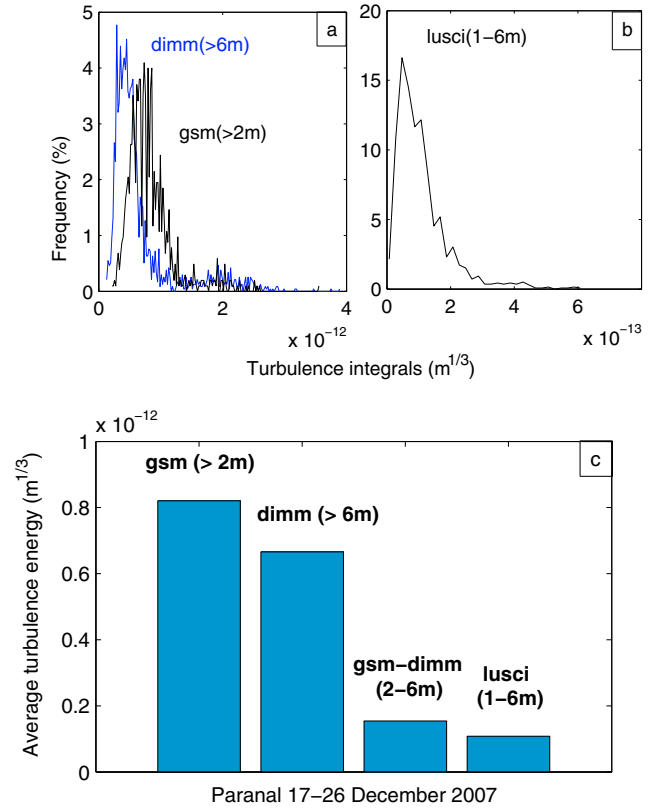


Fig. 12. a) Normalized histograms of the total turbulence energy TOT integrated from 2 m above ground by GSM and above 6 m with DIMM. b) shows the energy of 1 to 6 m layer given by LuSci and the corresponding average energy in figure c), we also compare the difference of the total energy between DIMM and GSM and the energy of the same layer measured by LuSci.

Table 1. Mean value of $C_n^2(h)$ at different altitudes for the December 2007 campaign at Paranal.

$h(m)$	$\log_{10} C_n^2(h)$	$h(m)$	$\log_{10} C_n^2(h)$
1.5	-13.68	3000	-16.89
3.0	-13.74	5000	-17.23
4.5	-13.82	6000	-17.37
16	-14.84	7000	-16.86
64	-14.83	8000	-16.96
128	-15.05	12 000	-17.22
143	-15.39	12 500	-16.66
250	-15.04	15 000	-16.94
700	-15.88	20 000	-18.75
2000	-16.43	25 000	-18.40

above ground, where $C_n^2(h)$ exhibits a power-law dependence on height as $h^{-0.85}$. The power law dependence of $C_n^2(h)$ on height was noted in the previous campaigns at Paranal with $h^{-0.87}$ in 1998 (Martin et al. 2000). Recently Chun et al. (2009) proposed an exponential dependence of turbulence on height in the surface layer at the Mauna Kea site.

Assuming that $C_n^2(h) \propto h^{-0.85}$, the turbulence integral in the SL (from $h = 0$) becomes proportional to $h^{-0.85+1}$. For example, 80% of the energy in the first 100 m is concentrated below 25 m because $(25/100)^{0.15} = 0.8$. The power-law profile does not allow for any reasonable definition of the SL thickness or upper boundary.

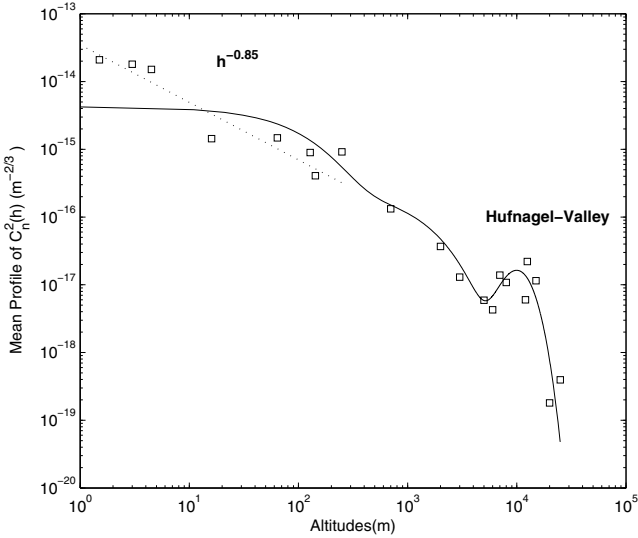


Fig. 13. Reconstructed $C_n^2(h)$ mean profile at Paranal for the December 2007 campaign using the simultaneous measurements of the energy at different altitudes and different height sampling plotted in squares. We show the Hufnagel-Valley model in solid line and the adjustment of the first meters layer to a power law of height $h^{-0.85}$ in dotted lines.

In consequence, the SL turbulence strongly affects the ATs and the UTs much less because of their 30 m high enclosures. Nevertheless, there might be an indirect effect owing to the interaction between these enclosures and the SL. This occurs when the wind screens and louvers are opened during observations, particularly when observing far from the zenith. This exposes the primary mirror to a part of the surface layer.

7. Conclusion

Statistics of optical turbulence parameters – seeing, isoplanatic angle, coherence time, and the outer scale of wavefront – are presented in this paper. We compared our results with the previous campaigns at Paranal and found a good agreement.

For the first time, we were able to measure the profiles of the outer scale at Paranal. They show a low value for the ground layer. We could not measure the outer scale near the ground; it will be interesting to do this in the future.

By comparing the statistical results of the outer scale measured by GSM and the profiles given by MOSP, we identified three typical values of the outer scale and related them to the dominating turbulence in the ground layer, in the boundary layer (1 km), and above 3.5 km.

Finally, the statistical analysis of the energy profiles reveals a significant contribution of the surface layer to the seeing degradation. The mean profile of the turbulence energy given in this paper is representative of only the period of this campaign. It will be very useful to see the seasonal and annual characteristic of the turbulence profile at Paranal by making a long series of measurement.

Acknowledgements. This work has been funded by European Community under contract number 011863 ELT Design Study with the participation of ESO, IAC, OCA reported under reference ELT-TRE-UNI-12300-0001. We are grateful to CTIO for the loan of LuSci and the related data reduction support.

References

- Aristidi, E., Fossat, E., Agabi, A., et al. 2009, A&A, 499, 955
- Avila, R., Vernin, J., & Masciadri, E. 1997 Appl. Opt., 36, 7898
- Borgnino, J. 1990, Appl. Opt., 29, 1863
- Chun, M., Wilson, R., Avila, R., et al. 2009, MNRAS, 394, 1121
- Dali Ali, W., Ziad, A., Berdja, A., et al. 2009 Proc. OTAM (Imperial College Press), 108
- Fried, D. L. 1976, SPIE, 20, 7898
- Kornilov, V. G., Tokovinin, A., Vozyakova, O., et al. 2003, SPIE, 4839, 837
- Maire, J., Borgnino, J., Mourard, D., et al. 2006, A&A, 448, 1225
- Maire, J. 2007, Ph.D Thesis University of Nice Sophia-Antipolis
- Maire, J., Ziad, A., Borgnino, J., & Martin, F. 2007, MNRAS, 377, 1236
- Maire, J., Ziad, A., Borgnino, J., & Martin, F. 2008, MNRAS, 386, 1064
- Martin, F., Conan, R., Tokovinin, A., et al. 2000, A&AS, 144, 39
- Rajagopal, J., Tokovinin, A., Bustos, E., & Sebag, J. 2008, SPIE, 7013, 60
- Roddier, F. 1981, Progr. Opt., 19, 281
- Roddier, F., Gilli, J. M., & Vernin, J. 1982, J. Opt., 13, 63
- Sarazin, M. 1986, SPIE, 628, 138
- Sarazin, M., & Roddier, F. 1990, A&A, 227, 294
- Sarazin, M., & Tokovinin, A. 2002, ESO Conf., 58, 321
- Tokovinin, A. 2007, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 31, 61
- Tokovinin, A., & Kornilov, V. 2007, MNRAS, 1, 13
- Tokovinin, A., Bustos, E., & Berdja, A. 2010, MNRAS, 404, 1186
- Vazquez Ramio, H., Delgado, J. M., Reyes, M., et al. 2008, SPIE, 7012, 45
- Ziad, A., Conan, R., Tokovinin, A., et al. 2000, Appl. Opt., 39, 5415
- Ziad, A., Schöck, M., Chanan, G. A., et al. 2004, Appl. Opt., 43, 2316
- Ziad, A., Aristidi, E., Agabi, A., et al. 2008, A&A, 491, 917

2.2 Profilométrie de la turbulence et implications sur l’observation en HRA

L’un des résultats les plus importants de notre campagne est en effet la détermination avec MOSP de la distribution verticale de l’énergie et de l’échelle externe au dessus du plateau du VLT (figure 2.1). La connaissance de ces deux profils a des implications importantes sur l’optimisation des observations en HRA que l’on discutera plus loin dans ce chapitre.

Dans cette section, je présente les profils de $\mathcal{L}_0(h)$ et $C_n^2(h)$ obtenus par observation du bord lunaire avec MOSP lors de cette campagne. La détermination de la distribution verticale de l’échelle externe se fait par l’analyse des fluctuations des AA du front d’onde qui se traduit par le mouvement du bord lunaire. Dans nos traitements on s’intéresse à la fonction de structure associée aux fluctuations des AA transverses (perpendiculaire au bord). En effet, la valeur de la fonction de structure est obtenue expérimentalement par la mesure de la différence des fluctuations des AA entre deux points du bord séparés par une distance $B = h\theta$. Ceci permet de s’affranchir des vibrations de l’instrument. Selon l’expression théorique donnée dans le modèle de von Karman équation 2.2 et 2.6, et pour chaque point de l’objet observé θ , cette fonction dépend de $C_n^2(h)$ qui donne l’énergie de la turbulence atmosphérique de chaque couche à l’altitude h . Elle dépend aussi de \mathcal{L}_0 et du diamètre du télescope D . La fonction de structure mesurée expérimentalement pour un nombre N de points du bord permet de déduire les profils de ces deux paramètres en fonction de l’altitude h . On utilise pour cela le recuit simulé comme méthode d’inversion. Cette méthode a été déjà appliquée et validée (Maire 2007 [67]) sur des données collectées lors de précédentes campagnes de caractérisation de sites comme le Mauna Kea et l’Observatoire de Haute Provence (OHP). Par ailleurs, les résultats présentés ici sont les premiers profils d’échelle externe caractérisant le site de Paranal.

Les fonctions de structure expérimentales sont ajustées par des fonctions de structure théoriques (modèle de von Karman) en remplaçant dans une première étape les valeurs de C_n^2 mesurés simultanément par le Cute-SCIDAR. La solution recherchée constitue donc le profil de \mathcal{L}_0 qui minimise le mieux la fonction coût. Celle-ci est définie par l’écart quadratique entre les deux fonctions de structure expérimentale et théorique. Les résultats de cette méthode ont été présentés dans l’article de ce chapitre. L’avantage de cette méthode est de pouvoir utiliser les résultats d’un instrument de référence comme le SCIDAR généralisé. Cependant cette méthode nécessite une inter-calibration de l’énergie donnée par le SCIDAR et le MOSP. Sachant que l’énergie de la turbulence est donnée par l’intégrale du profil de C_n^2 sur toutes les couches



FIGURE 2.1 – Mesures des fluctuations des AA sur le bord lunaire lors de la campagne Paranal 2007 avec le MOSP (photo à droite en premier plan, l'UT3 du VLT apparaît en arrière plan). À gauche, photo du plateau du VLT avec vue de la lune. Le MOSP a été installé à proximité du ESO-DIMM.

situées au dessus de la hauteur de l'instrument, alors l'instrument situé à une hauteur plus élevée verrait moins d'énergie comme dans le cas du Cute-SCIDAR qui été installé sur un Auxiliary Telescope (AT) à une hauteur de 5 mètres, alors que le MOSP se trouvait à une hauteur de seulement 2 mètres. Cependant, une comparaison de l'énergie totale mesurée par ce dernier et le GSM qui se trouvait au même niveau montra que dans certains cas, le SCIDAR voit plus de turbulence que le MOSP ou le GSM. Ceci peut être facilement expliqué par le fait que le SCIDAR se trouvait de l'autre côté du plateau du VLT et donc pouvait être affecté par une turbulence locale due aux effets de sillage au contraire de MOSP et de GSM qui étaient directement face au vent dominant. Afin de s'assurer que les profils d'échelle externe correspondent bien à la même énergie vue par les deux instruments, cette différence d'énergie a été prise en compte dans la sélection des données. En effet, dans le cas où le SCIDAR voit plus d'énergie que le GSM la différence est soustraite de la première couche donnée par le SCIDAR.

Dans la section suivante, nous allons présenter une autre méthode pour déterminer les profils. Elle consiste à extraire, en même temps, les deux profils à partir de la fonction de structure des fluctuations d'angle d'arrivée. Cette méthode présente une instabilité de la solution pour une faible valeur du nombre d'itérations. Or sur un grand nombre d'itérations on est arrivé à obtenir des résultats statistiquement stables ; cela rend la méthode coûteuse en temps de calcul. Néanmoins, cette méthode a l'avantage de fournir des profils d'échelle externe de façon indépendante d'un autre instrument évitant ainsi les soucis d'intercalibration.

2.2.1 Profils de $C_n^2(h)$ et $\mathcal{L}_0(h)$ à Paranal avec le MOSP

Les profils donnés dans la figure 2.2 montrent la valeur de l'énergie de turbulence et de l'échelle externe pour une distribution en altitude que l'on a fixé à sept couches dont quatre sont inférieures à un kilomètre. Le choix du nombre de couches et des altitudes a été pris comme un compromis entre la convergence de la méthode d'inversion et le besoin de bien échantillonner les basses couches. En comparaison avec les valeurs trouvées avec la première méthode présentée dans l'article, on note que l'énergie des couches mesurée avec MOSP est plus faible ici. On note aussi que les échelles externes sont plus grandes pour les basses couches alors qu'on trouve les mêmes valeurs pour les hautes altitudes. Ceci montre la sensibilité de la méthode aux valeurs de $C_n^2(h)$ dans ces basses couches. Néanmoins, les résultats de ces deux méthodes restent cohérents.

Les paramètres intégrés et la notion de couche équivalente

Un aspect intéressant de cette campagne consiste en la possibilité de comparer les valeurs des paramètres optiques intégrés au sol et ceux déduits des profils. En effet, l'énergie de turbulence intégrée au sol est obtenue en additionnant linéairement les contributions de toutes les couches données par les profileurs. Ceci reste valable quel que soit le modèle utilisé pour décrire la turbulence. Cette énergie est exprimée par la valeur de r_0 ou le seeing total mesuré par les autres moniteurs. Dans la figure 2.4.a on montre les valeurs du seeing calculé à partir des profils $C_n^2(h)$ de MOSP. La valeur moyenne du seeing est 1.01 seconde d'arc qui est en accord avec les valeurs trouvées avec GSM et Cute-SCIDAR. Cependant, il est plus difficile d'établir une relation entre l'échelle externe intégrée au sol et celles données par le profil. Il n'existe pas de relation linéaire entre les deux. Analytiquement ceci est dû au fait que la somme sur toutes les hauteurs des spectres pour un modèle donné ne correspond pas au modèle lui même. En effet, on montre dans la figure 2.3a le spectre de la phase donné dans le modèle de Kolmogorov en négligeant le terme de diffraction par

$$W_\varphi(f) = 0.38\lambda^{-2} \int C_n^2(h)dh \quad f^{-11/3} \quad (2.1)$$

et dans le modèle de von Karman où on considère l'échelle externe par

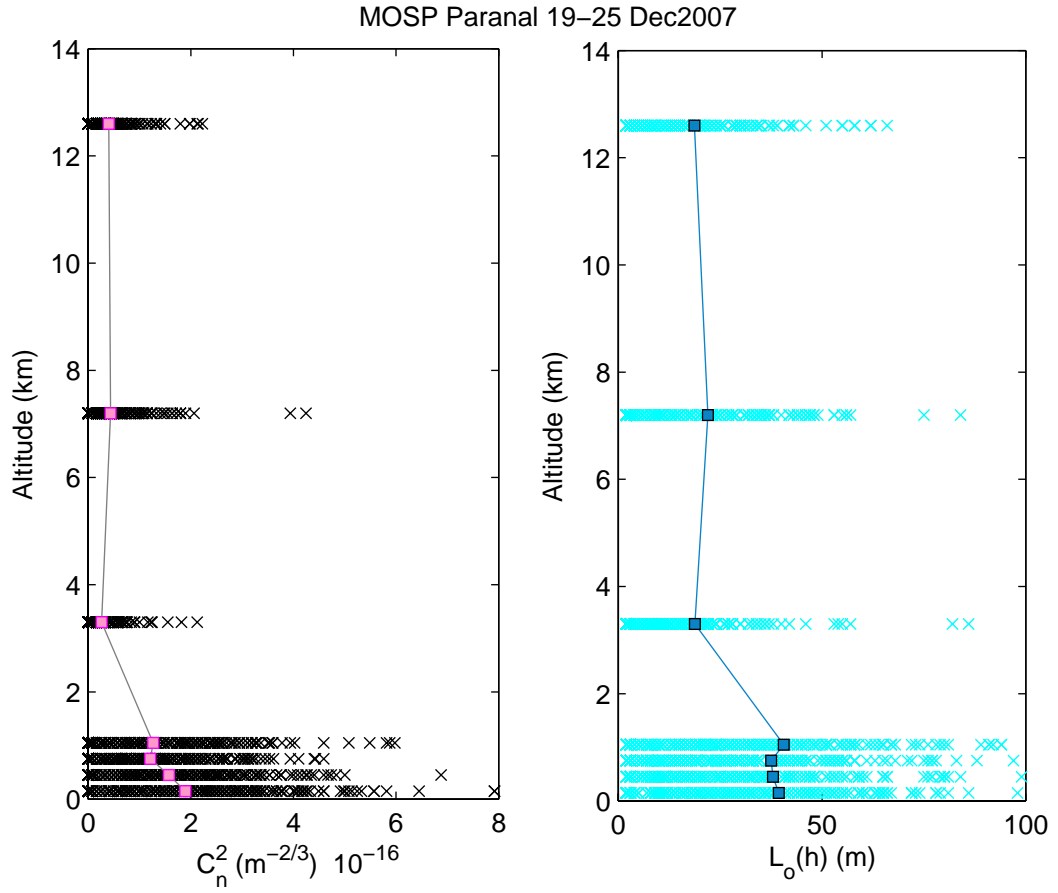


FIGURE 2.2 – Les profils de $C_n^2(h)$ (à gauche) et $\mathcal{L}_0(h)$ (à droite) représentés par des croix et le profil moyen correspondant en trait continu (carrés). Ces profils sont obtenus avec le MOSP lors de la campagne de Paranal (décembre 2007) pour une longueur d'onde $\lambda = 0.5\mu\text{m}$ et un diamètre du télescope $D = 0.29\text{m}$

$$W_\varphi(f) = 0.38\lambda^{-2} \int C_n^2(h)dh \quad [f^2 + \frac{1}{\mathcal{L}_0^2}]^{-11/6} \quad (2.2)$$

pour une couche se trouvant à l'altitude h et ayant une énergie donnée par $C_n^2(h)dh$. Le spectre multicouche est obtenu en sommant les spectres sur toutes les couches. Le spectre des fluctuations des AA est obtenu à partir de celui de la phase par

$$W_\alpha(f) = \lambda^2 f_x^2 W_\varphi(f) \quad (2.3)$$

Dans la figure 2.3b on présente la fonction de structure de la phase donnée dans le modèle de Kolmogorov par l'expression

$$D_\varphi(B) = 6.88 \left(\frac{B}{r_0}\right)^{5/3} \quad (2.4)$$

et dans le modèle de von Karman où on considère le cas multicouche avec les profils moyens obtenus avec le MOSP de \mathcal{L}_0 et C_n^2 par l'expression

$$D_\varphi(B) = 4.8\lambda^{-2} \int C_n^2(h)dh \int f df W_\varphi(f) [1 - J_0(2\pi f B)] \left[\frac{2J_1(\pi f D)}{(\pi f D)}\right]^2 \quad (2.5)$$

où B est la base et r_0 est le paramètre de Fried. De la même manière on définit la fonction de structure des fluctuations de l'angle d'arrivée à partir de son spectre par

$$D_\alpha(B) = 2.4\lambda^{-2} \int C_n^2(h)dh \int df f^3 W_\varphi(f) [1 - J_0(2\pi f B) + \cos(2\gamma) J_2(2\pi f B)] \left[\frac{2J_1(\pi f D)}{(\pi f D)}\right]^2 \quad (2.6)$$

où γ représente la direction des mesures des AA par rapport à la base.

D'un point de vue pratique, on est souvent amené à remplacer la distribution multicouche de la turbulence par une seule couche équivalente qui aura pour énergie la somme des énergies de toutes les couches. C'est le principe de tous les moniteurs qui mesurent les paramètres intégrés au sol. Mais considérer que cette couche équivalente a pour valeur d'échelle externe celle intégrée au sol suppose qu'on a la même valeur d'échelle externe sur toutes les couches ce qui n'est pas le cas en réalité. On introduit donc forcément un écart du modèle considéré. Cependant, cet écart est plus ou moins faible selon certaines conditions d'observation. En effet, une relation a été proposée pour l'échelle externe globale (Borgnino 1990[7], Maire 2007[67])

$$\mathcal{L}_0^* = \left[\frac{\int \mathcal{L}_0^n(h_i) C_n^2(h_i) dh_i}{\int C_n^2(h_i) dh_i} \right]^{\frac{1}{n}} \quad (2.7)$$

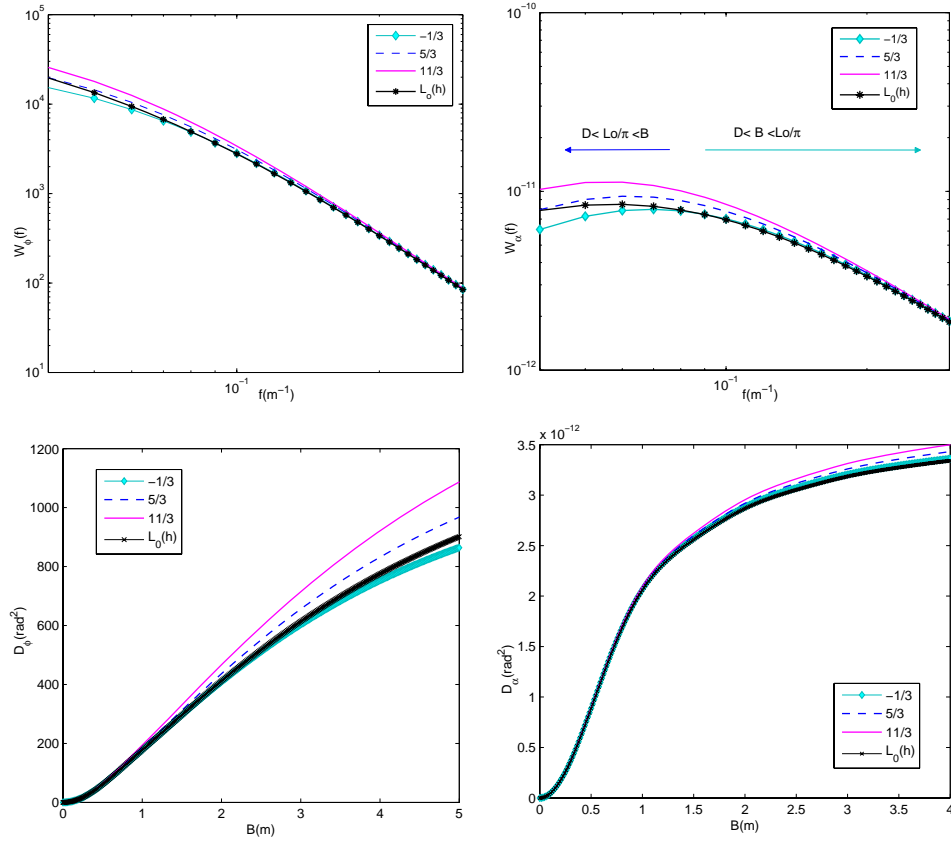


FIGURE 2.3 – Figure.a (en haut à gauche) la DSP calculée dans le cas multicouche à partir de la somme des DSP associées à chaque couche du profil de MOSP. On utilise le modèle de von Karman que l'on compare avec le spectre monocouche équivalent pour différentes valeurs de n . Les densités spectrales des fluctuations d'AA correspondantes sont données dans la figure.b (en haut à droite). Dans les figures (c) et (d) sont présentés les fonctions de structure des fluctuations de la phase et des AA. Pour $D = 0.29\text{m}$, le seeing moyen mesuré lors de la campagne de Paranal 2007 est égal à 1 seconde d'arc pour une longueur d'onde $\lambda = 0.5\mu\text{m}$

où i est l'indice de la couche se trouvant à l'altitude h_i . Des valeurs de n ont été proposées selon différents cas. $n = -1/3$ pour les grandes valeurs d'échelle externe et petits diamètres ($D \ll B \ll \mathcal{L}_0/\pi$) alors que pour les grands télescopes où $\mathcal{L}_0/\pi \ll D \ll B$ on a $n = 11/3$ est plus approprié. Il a aussi été montré que pour les valeurs intermédiaires de l'échelle externe et du diamètre ($D \ll \mathcal{L}_0/\pi \ll B$) on a $n = 5/3$. Comme on peut le constater sur la figure (2.3), les spectres monocouche de la phase et des AA montrent un écart par rapport à ceux calculés dans le cas multicouche à mesure que la distance de séparation augmente. Cependant en prenant $n = -1/3$ dans le calcul de l'échelle externe monocouche on obtient une meilleure approche. Ceci est aussi palpable sur l'allure de la fonction de structure des fluctuations de la phase et des AA en comparant les deux cas multicouche et monocouche.

Dans la figure 2.4, sont présentées les valeurs de l'échelle externe calculée en utilisant l'équation 2.7 pour les valeurs de $n = -1/3$, $n = 5/3$ et $n = 11/3$. Les valeurs moyennes correspondantes sont, respectivement, 22.8, 25.2 et 28.2m. On vérifie bien que pour un petit diamètre, on obtient un meilleur accord avec la valeur intégrée au sol avec GSM qui est de 23.1m en prenant $n = -1/3$. Or avec la première méthode où l'on a injecté les profils de Cute-SCIDAR, on obtient l'accord avec $n = 11/3$. Ceci peut être expliqué par le manque de statistique sur les profils obtenus puisqu'on a eu plus de données avec le MOSP indépendant que celles mesurées en simultanément avec le Cute-SCIDAR.

On peut donc dire, que pour un même profil d'échelle externe la valeur intégrée au sol sera différente selon le diamètre de l'instrument la mesurant et la base considérée. Ceci est d'autant plus accentué lorsque la dispersion des valeurs de l'échelle externe entre les différentes couches est grande. Si GSM voit une échelle externe de l'ordre de 20m alors la valeur que verrait un E-ELT sera forcément plus large, de l'ordre de 30m si on prend le profil obtenu ici. De ce fait, pour une caractérisation plus rigoureuse de la déformation du front d'onde à travers les couches turbulentes il est impératif d'avoir une bonne estimation des profils d'échelle externe et de $C_n^2(h)$. Ces profils sont plus représentatifs de la turbulence effective que leur valeurs intégrées au sol.

2.2.2 Implication en interférométrie

Le choix d'une description monocouche ou multicouche de la turbulence est très crucial en observation avec des interféromètres en particulier dans le domaine optique, où la recombinaison des faisceaux est très sensible aux déformations aléatoires du front d'onde. En effet, l'image de l'objet observé sur chaque pupille de l'interféromètre donne en l'absence de turbulence une tache d'Airy. La recombinaison des deux faisceaux grâce à une ligne à retard

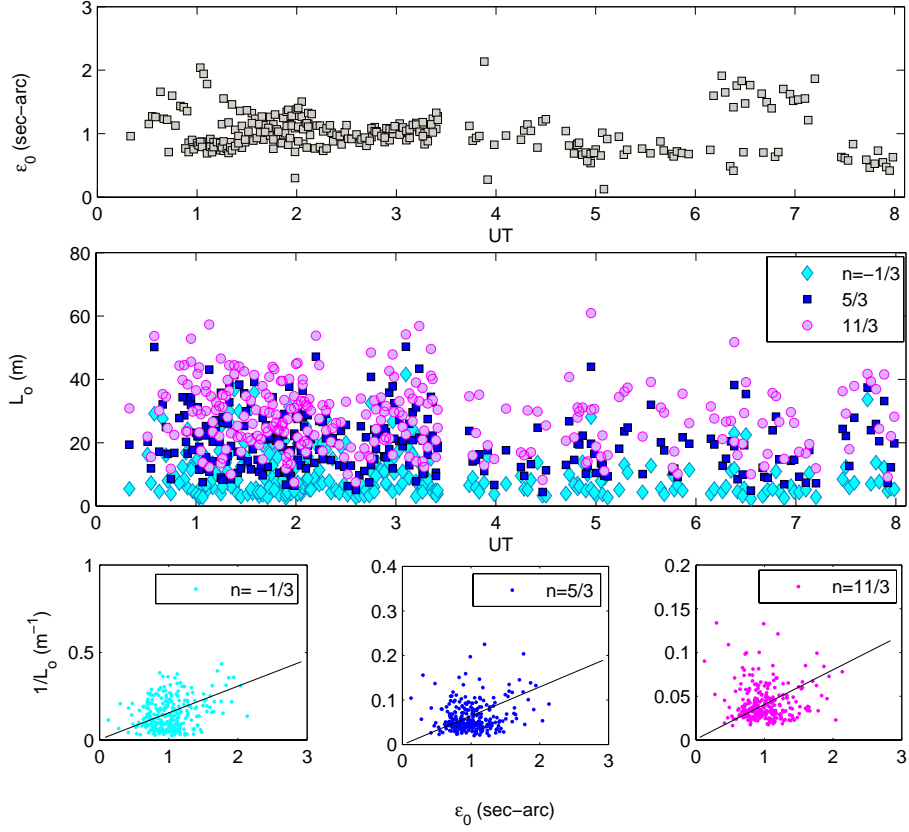


FIGURE 2.4 – Figure.a, en haut, on donne la variation du seeing calculé à partir des profils de $C_n^2(h)$ de MOSP durant toute la campagne de Paranal 2007. En (b), on montre la valeur de \mathcal{L}_0 intégrée sur les profils d'échelle externe de MOSP en prenant $n = -1/3$ (losanges), $5/3$ (carrés) et $11/3$ (cercles). Dans (c), en bas, on présente l'évolution de l'échelle externe intégrée en fonction du seeing pour différentes valeurs de n , les coefficients de corrélation correspondants sont faibles < 0.4

qui permet de compenser le déphasage entre les deux ondes nous donne une figure de franges. Dans ce cas là, la différence de marche (ddm) appelée aussi l'OPD est constante et est fixée par la longueur de la base de l'interféromètre et la longueur d'onde.

Cependant en présence de la turbulence, l'OPD entre les deux faisceaux fluctue de manière aléatoire. Ces fluctuations sont dues aux déformations aléatoires du front d'onde, elles se traduisent par une perte de contraste des franges d'interférence et causent une translation aléatoire de ces franges ou dans le cas de franges dispersées une inclinaison des franges par rapport à l'axe de dispersion. Cet effet est dû au piston différentiel qui traduit le décalage temporel de l'arrivée du front d'onde sur une pupille par rapport à l'autre. Pour faire interférer les faisceaux il faut donc compenser constamment cette différence de marche aléatoire. Pour cela une ligne à retard variable est utilisée (Koechlin 1996[55]). Cette dernière a pour rôle d'introduire un retard d'un faisceau par rapport à l'autre dans une course continue de sorte à compenser l'OPD qui dépend de la turbulence. Pour optimiser les systèmes de compensation, la dynamique de cette ligne à retard doit suivre la dynamique de la turbulence. La relation entre l'écart type de l'OPD et la fonction de structure de la phase $D_\varphi(B)$ a été donnée par Roddier (1981)[78] et Conan (2000)[23] en fonction de la base B de l'interféromètre par

$$\sigma_{OPD} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{D_\varphi(B)} \quad (2.8)$$

Dans la figure 2.5a, on montre la fonction de structure des fluctuations de la phase calculée pour différentes valeurs de diamètre D et en utilisant les résultats de nos mesures de profils moyens de $C_n^2(h)$ et \mathcal{L}_0 . On constate que dans le cas du Very Large Telescope Interferometer (VLTI) où le diamètre des télescopes est de l'ordre de 8m et les bases sont supérieures à \mathcal{L}_0/π on obtient un meilleur accord entre le modèle monocouche et multicouch en prenant $n = 5/3$ dans l'équation 2.7 ; dans le cas du E-ELT $n = 11/3$ donne une meilleure approximation. Un aspect important à noter ici est la saturation de la fonction de structure qui dépend de l'échelle externe et aussi du diamètre du télescope. La saturation de la fonction de structure correspond au double de la variance des fluctuations de la phase et diminue lorsque le diamètre du télescope augmente. L'écart type de l'OPD correspondant au cas du VLTI est présenté dans la figure 2.5b. Il est calculé dans le cas de von Karman en utilisant l'équation 2.8 et comparé avec la valeur obtenue dans le cas de Kolmogorov où $\mathcal{L}_0 \rightarrow \infty$. Comme le montre la figure, l'écart-type de l'OPD est beaucoup plus faible si l'on tient compte de l'effet de l'échelle externe. Lorsque celle-ci diminue l'écart-type de l'OPD diminue aussi par conséquent l'excursion nécessaire pour la ligne à retard sera réduite [65], [111] et [23].

En effet, dès que la valeur de l'échelle externe devient plus petite que la base considérée, l'écart-type de l'OPD sature, ce qui est souvent le cas pour les observations avec le VLTI où les bases sont plus grandes que la valeur de l'échelle externe. Ainsi, pour une valeur moyenne de $\mathcal{L}_0 = 23m$ à Paranal, on a un écart-type de l'OPD qui ne dépasse pas $2\mu m$, pour toute base de l'interféromètre supérieure à 40m et pour un seeing total de l'ordre d'une seconde d'arc.

2.2.3 Implication en Optique Adaptative

Décomposition de la phase sur la base des polynômes de Zernike

On rappelle ici quelques notions sur les polynômes de Zernike que l'on utilisera par la suite dans la décomposition de la phase. Les polynômes de Zernike sont des polynômes orthogonaux sur une pupille circulaire d'où leur large champ d'application dans les modélisations optiques. Il existe en effet différentes définitions de ces polynômes et on utilisera ici la définition de Noll (1976) [73] donnée par

$$\begin{aligned} Z_i^{pair}(r, \theta) &= \sqrt{2(n+1)} R_n^m \cos(m\theta) & (m \neq 0) \\ Z_i^{impair}(r, \theta) &= \sqrt{2(n+1)} R_n^m \sin(m\theta) & (m \neq 0) \\ Z_i(r) &= \sqrt{(n+1)} R_n^0 & (m = 0) \end{aligned}$$

avec

$$R_n^m = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left(\frac{n+m}{2} - s\right)! \left(\frac{n-m}{2} - s\right)!} r^{n-2s}$$

Les polynômes de Zernike sont classés par ordre radial R_n^m et azimutal $G(m\theta)$. Le classement modal de la phase correspond aux fréquences spatiales de celle-ci. Ainsi, les faibles modes représentent les basses fréquences. Ces premiers modes nous donnent les aberrations optiques classiques comme le piston (ordre 1), le basculement appelé tilt (ordres 2 et 3), la défocalisation (ordre 4) et aussi l'astigmatisme pour les ordres 5 et 6..etc. Le classement des ordres nous donne directement l'énergie présente dans les modes. Elle décroît à mesure que l'ordre croît comme on peut le voir sur la figure 2.7.

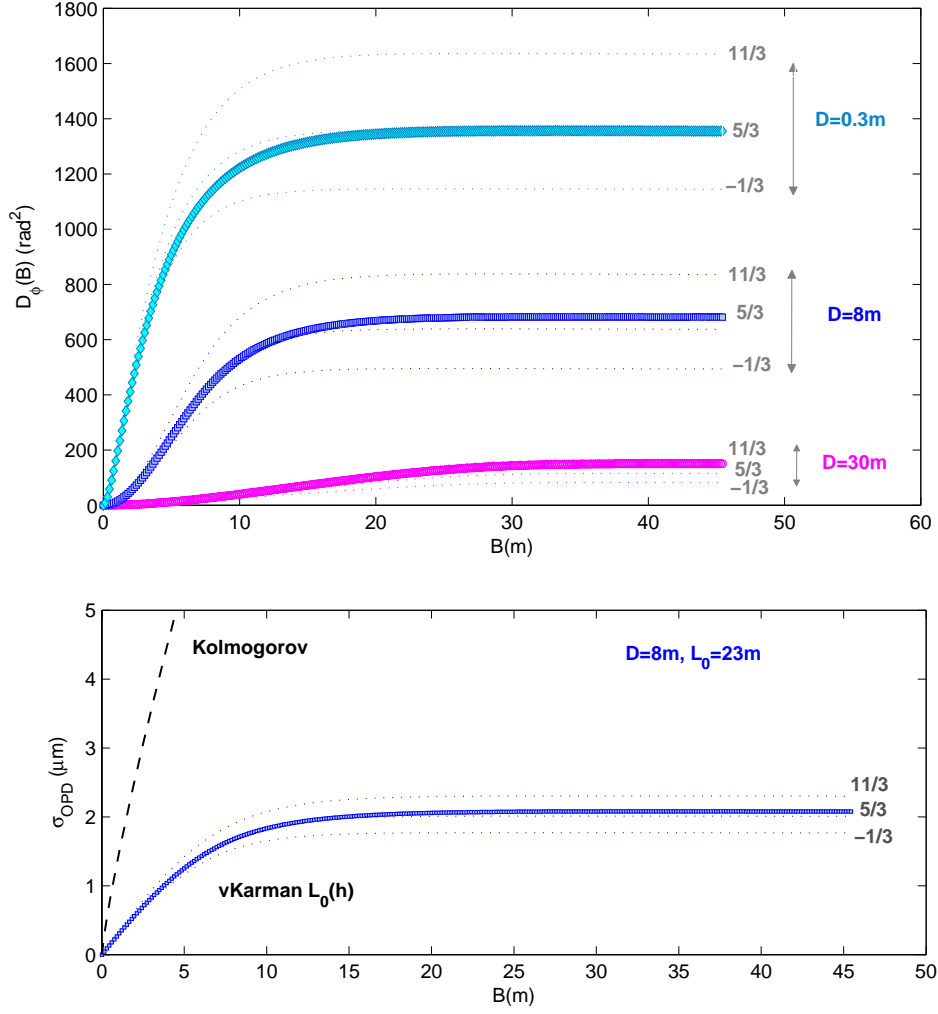


FIGURE 2.5 – En haut, la fonction de structure des fluctuations de la phase calculée dans le cas multicouche avec les profils moyens de C_n^2 et \mathcal{L}_0 obtenus avec MOSP pour différents diamètres ainsi que la fonction de structure monocouche correspondante pour différents n . En bas, on compare la fonction de structure donnée dans les deux modèles de Kolmogorov et de von Karman dans le cas du VLTI avec un seeing de 1 seconde d'arc.

En utilisant la base complète de polynômes de Zernike, et grâce à l'orthogonalité sur une pupille circulaire, tout front d'onde peut être écrit sous forme d'une série de Zernike avec des coefficients a_i tels que

$$\varphi(r, \theta) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i Z_i(r, \theta) \quad (2.9)$$

On obtient ainsi une représentation circulaire à deux dimensions du front d'onde ; un avantage qui rend plus simple la simulation des aberrations des composants optiques ou encore des déformations du front d'onde. En pratique la décomposition se fait sur un nombre discret et fini (n_{max}) de modes, on écrit donc

$$\varphi_j \simeq \sum_{i=1}^{n_{max}} Z_{i,j} a_i \quad (2.10)$$

Connaissant les défauts optiques d'une lentille ou les déformations d'un front d'onde, il est possible de les corriger en calculant les coefficients a_i . Ceci est encore plus simple à voir si on représente l'objet aberrant par une matrice à deux dimensions ϕ , les polynômes de Zernike par une matrice Z alors on peut écrire

$$\phi = ZA \Rightarrow A = (Z^T Z)^{-1} Z^T \phi \quad (2.11)$$

où A sera la matrice donnant les coefficients a_i obtenue comme solution de l'équation matricielle 2.11. La matrice A représente la distribution spatiale des corrections à apporter pour compenser les aberrations. En optique adaptative cela correspond aux déformations à appliquer sur le miroir déformable pour compenser la déformation du front d'onde. On montre dans la figure 2.6 un exemple de détermination de la matrice A à partir d'un écran de phase en utilisant une décomposition avec différents nombres de modes de Zernike. On note que plus grand est le nombre de modes considérés, meilleure est l'approche de la figure de départ. La différence entre les deux nous donne la phase résiduelle.

Erreur résiduelle du front d'onde

La phase résiduelle représente la limite ou la performance d'un système de correction qui tend à la réduire au maximum. En effet, elle est souvent évaluée par la variance de la différence entre l'image avant et après correction moyennée sur la pupille. En écrivant la phase sur la base des polynômes de Zernike, la phase résiduelle est obtenue simplement par la somme des

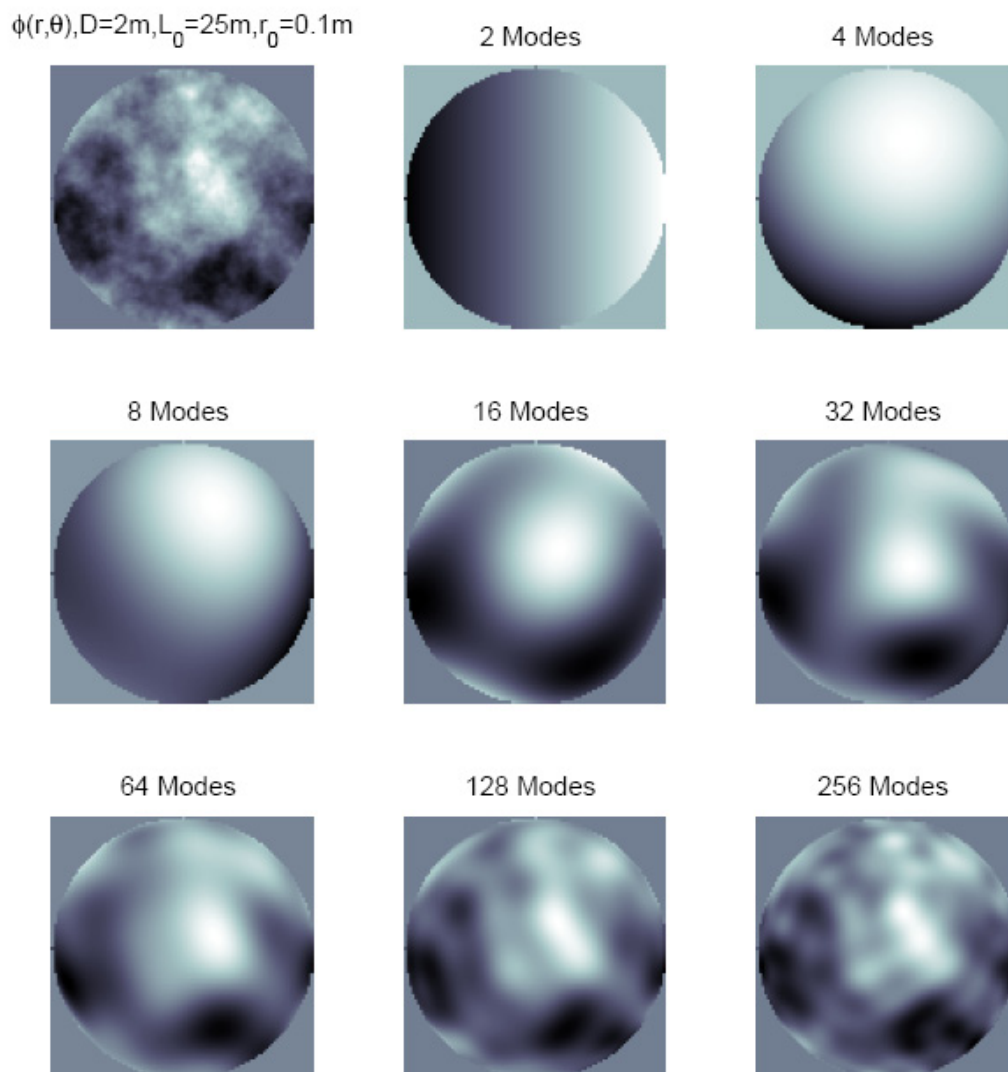


FIGURE 2.6 – Un exemple de détermination des aberrations optiques à partir d’une analyse de la phase par simulation numérique et avec un ordre croissant de modes de Zernike pour $D=2m$, $L_0 = 25m$ et $r_0 = 10cm$ pour $\lambda = 0.5\mu m$.

variances des coefficients d'ordre supérieur à 1. C'est une conséquence directe de l'orthogonalité de cette base sur une pupille circulaire.

$$\sigma_\phi^2 = \sum_{i=1}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle \quad (2.12)$$

Pour une correction parfaite, Noll (1976)[73], Conan (1995)[24] et Fusco (2004) [37] ont montré que la phase résiduelle est proportionnelle à $(D/r_0)^{5/3}$ pour un ordre radial n maximal grand. La variance des coefficients des polynômes de Zernike i est donnée de façon plus générale dans le cas du modèle de von Karman par Conan(2000)[23]

$$\langle a_i^2 \rangle = 3.9 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} (n+1) \int dx \frac{J_{n+1}^2(x)}{x(x^2 + \frac{(\pi D)^2}{\mathcal{L}_0^2})^{11/6}} \quad (2.13)$$

On montre dans la figure 2.7, la variance des coefficients des polynômes de Zernike calculée à partir de l'équation 2.13 pour différentes valeurs de \mathcal{L}_0 et un télescope de 5m de diamètre. La variance ainsi présentée est normalisée par le terme $(D/r_0)^{5/3}$. On note que lorsque l'échelle externe est petite, la variance des coefficients des polynômes de Zernike est plus faible. Cet effet intervient surtout sur les bas modes où la chute de la variance est très grande.

Effet de l'échelle externe sur les modes de Zernike

On se focalisera ici sur l'effet de l'échelle externe sur les modes de Zernike de faible ordre radial en particulier le tilt ($j = 2$). Pour cela on calcule la variance du tilt pour différentes valeur de \mathcal{L}_0 ; on représente dans la figure 2.8a les valeurs en fonction du rapport $(D/r_0)^{5/3}$. On remarque qu'en effet, la variance augmente linéairement à mesure que ce rapport augmente dans le cas de Kolmogorov où l'échelle externe est considérée infinie. Lorsque l'échelle externe est finie la variance du tilt augmente jusqu'à arriver à une limite puis elle commence à chuter. Cet aspect n'est cependant pas très important lorsque on prend un mode de grand ordre ($j=100$) (figure 2.8b). Pour bien voir l'effet de l'échelle externe, on montre dans la figure 2.8c l'évolution de la variance du tilt en fonction du rapport $(D/\mathcal{L}_0)^{5/3}$; on remarque que la variance atteint sa valeur maximale lorsque ce rapport est égal à 1. Autrement dit, la variance du tilt continue à augmenter avec l'énergie de turbulence tant que la valeur de l'échelle externe est supérieure au diamètre du télescope. Lorsque ce dernier devient plus grand que la valeur de l'échelle externe la variance chute. Pour le cas du VLT cela veut dire que la variance du tilt chute en fonction de l'échelle externe dès que cette dernière est inférieure à 8m. Comme le montre les résultats de cette campagne, la valeur de l'échelle

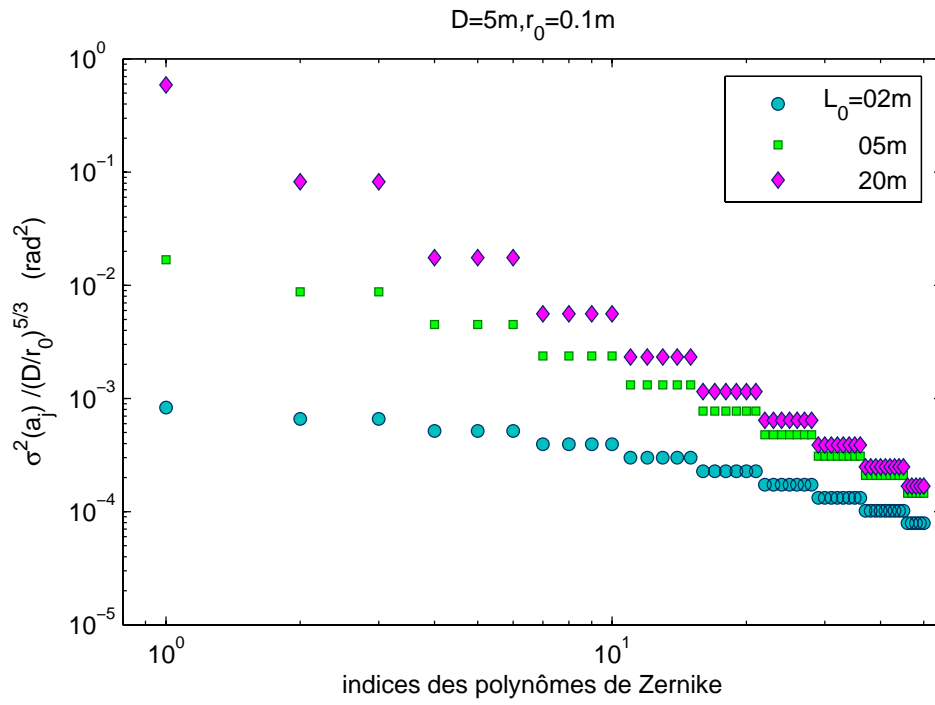


FIGURE 2.7 – Variance des coefficients des polynômes de Zernike normalisées par l'énergie de turbulence $(D/r_0)^{5/3}$ pour $D = 5m$ et pour un ordre croissant de valeurs d'échelle externe.

externe peut descendre en dessous de 8m. Même si la valeur moyenne est de 23m à Paranal, on a plus que 25% des données qui ont une valeur $< 12m$. Pour les grands télescopes comme l'E-ELT, la limite est souvent atteinte ($\mathcal{L}_0 < 30m$), la variance du tilt est faible ainsi que tous les coefficients de faible ordre radial $n = 1 \rightarrow 8$. Concrètement, cela veut dire qu'il n'est plus nécessaire d'utiliser un miroir à part pour corriger le tilt, ce dernier étant de même amplitude que les ordres supérieurs, ils seront donc corrigés avec un seul miroir déformable. Cet aspect est important dans l'optimisation des systèmes d'optique adaptative pour la nouvelle génération des télescopes type E-ELT.

On montre aussi le même effet sur tous les modes d'ordre radial $n < 64$, où la variance normalisée par l'énergie $(D/r_0)^{5/3}$ reste constante jusqu'à atteindre la limite $D/\mathcal{L}_0 = n/2$ (figure 2.8d). Pour les modes d'ordre supérieur ($n > 64$), l'effet de l'échelle externe est faible. La chute de la variance apparaît lorsque $D/\mathcal{L}_0 = (n + 10)/4$ ce qui correspond au cas où D est très grand et \mathcal{L}_0 très petit.

Intérêt du profil de l'échelle externe en OA multiconjuguée

Pour avoir une bonne correction des déformations d'un front d'onde issu de l'objet étudié, il faut faire une bonne analyse de ce front d'onde. Or cette dernière est parfois limitée par les bruits de mesure causés par la faible magnitude de l'objet. Il est donc possible d'effectuer l'analyse des fronts d'onde issus des étoiles de référence de plus grande magnitude. L'étoile de référence doit être choisie à une distance angulaire assez proche de l'objet étudié pour pouvoir considérer que les fronts d'onde issus des deux objets traversent la même turbulence. On dit dans ce cas là qu'ils sont dans un domaine isoplanétique. Cependant, il est parfois difficile de trouver une étoile de référence naturelle dans le même champ d'observation, d'où l'idée d'utiliser des étoiles artificielles proposée la première fois par Foy & Labeyrie (1985) [36]. L'étoile artificielle est créée par un faisceau laser qui excite les atomes de la couche de sodium à haute altitude en pointant un point proche de l'objet étudié; ainsi cette technique a permis de couvrir un plus grand champ d'observation. Néanmoins, cette technique reste limitée par l'effet de cône du faisceau issu de l'étoile artificielle qui introduit une sorte d'anisoplanétisme par rapport à l'objet naturel. Aussi, avec cette technique on perd l'information sur le tilt puisque il est compensé par la traversée aller-retour de la turbulence par le même faisceau. Plusieurs solutions ont été proposées pour résoudre ce

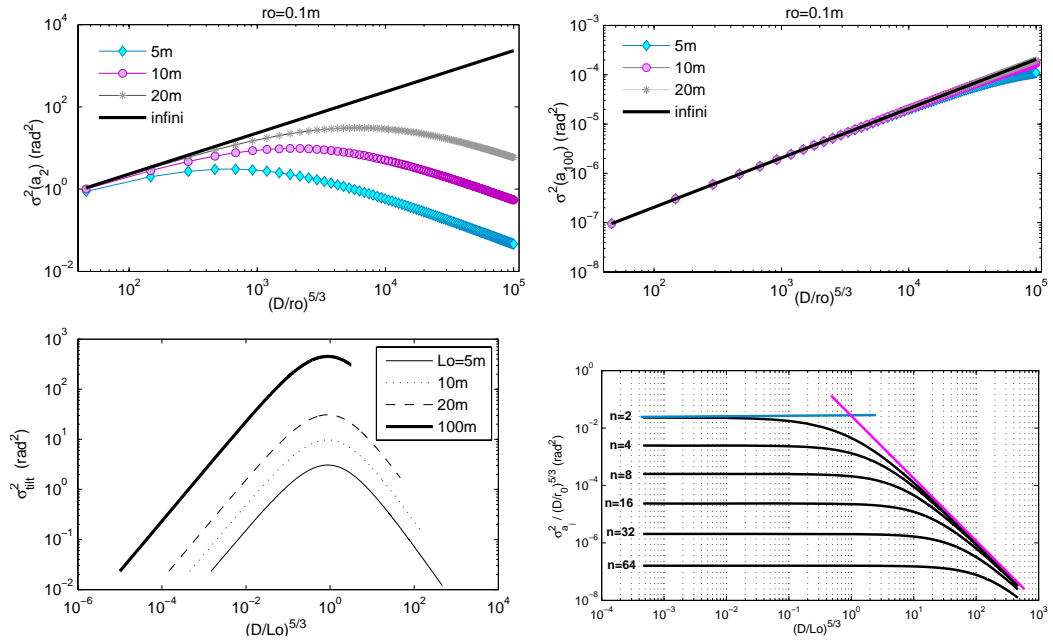


FIGURE 2.8 – Figure.a (haut à gauche) variance du tilt en fonction du rapport $(D/r_0)^{5/3}$. Figure.b (haut à droite) on donne la variance du mode d'ordre 100 pour différentes valeurs de \mathcal{L}_0 . Dans la figure.c (bas à gauche) sont présentées les variances du tilt en fonction du rapport $(D/\mathcal{L}_0)^{5/3}$ ainsi que toutes les variances normalisées par l'énergie pour des modes d'ordre radial $n < 64$ dans la figure.d (en bas à droite).

problème, parmi lesquelles on a l'utilisation, en plus de l'étoile artificielle, d'étoiles naturelles pour mesurer le tilt. Ce dernier a l'avantage d'avoir un grand champ d'isoplanétisme. En effet, la variance des fluctuations de la phase dues à la différence du tilt entre deux faisceaux issus de deux points avec une séparation angulaire θ dépend de la hauteur de la couche h et de l'échelle externe (Sasiela & Shelton 1993[89])

$$\sigma_{tilt}^2 = 41.7 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \int C_n^2(h) dh \int f df W_\varphi(f) [1 - J_0(f\theta h)] \left[\frac{J_2(fD/2)}{(fD/2)}\right]^2 \quad (2.14)$$

On montre sur la figure 2.9, que pour une hauteur donnée, l'écart type de la phase dû au tilt différentiel est sensible à la valeur de l'échelle externe lorsque la séparation angulaire augmente. On note le même effet si on considère une même valeur d'échelle externe qu'on a prise égale à 23m et on fait varier la hauteur. Cela est dû au fait que lorsque la base est plus faible que l'échelle externe, l'écart entre les deux tilts augmente avec la séparation angulaire, puis quand la base se rapproche de l'échelle externe on atteint la saturation. En d'autres termes le choix de l'étoile de référence qui permet de mesurer le tilt doit tenir compte de la valeur de l'échelle externe et de la hauteur de la couche de turbulence, d'où l'intérêt d'avoir une bonne estimation de la distribution verticale de \mathcal{L}_0 et C_n^2 . En optique adaptative une technique qui consiste en l'analyse de la déformation du front d'onde sur différentes couches (Tallon 1990, Ragazzoni 1999[76]) a été adoptée. La correction se fait en utilisant des miroirs conjugués optiquement selon la hauteur des différentes couches considérées. Le choix de l'altitude de conjugaison doit correspondre par exemple à la couche dominante en énergie.

Conclusion

On retient de ce chapitre trois points importants ; le premier étant l'aspect vertical de la turbulence est plus représentatif de la turbulence réelle affectant le front d'onde. Le second point, c'est la sensibilité des systèmes de compensation de la turbulence à la valeur de l'échelle externe et de son profil vertical. Le troisième point c'est la localisation de la majeure partie de l'énergie turbulente à seulement quelques mètres au dessus du sol nous amenant ainsi à nous poser des questions sur l'interaction de cette couche avec les coupoles qui sont du même ordre de hauteur.

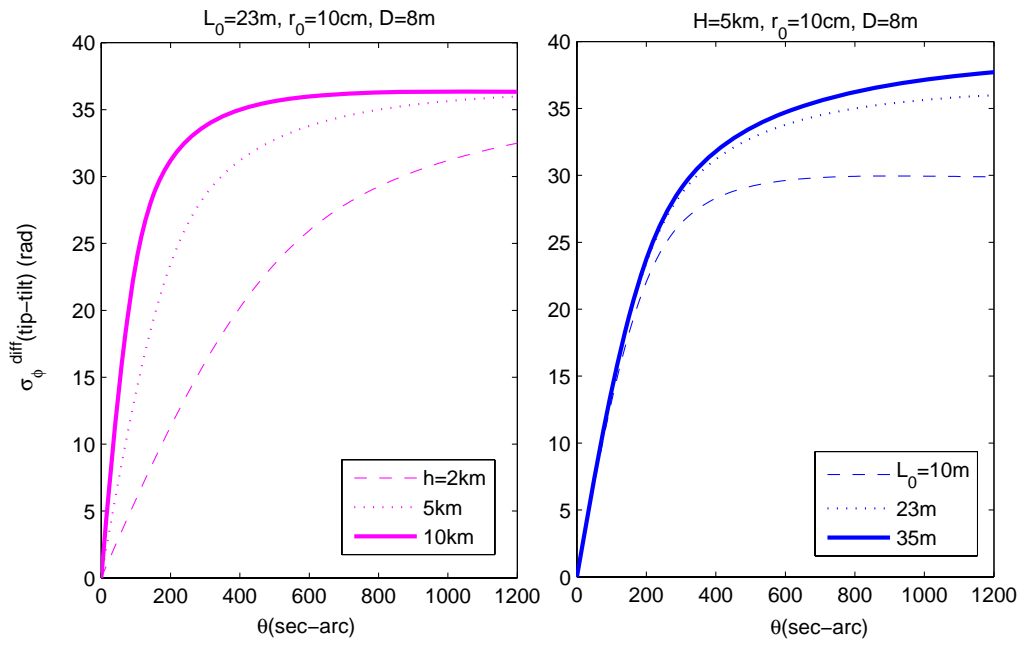


FIGURE 2.9 – L'écart-type de la différence de la phase dû au tip-tilt entre deux faisceaux en fonction de la séparation angulaire des deux objets. À gauche, on fixe $\mathcal{L}_0 = 23\text{m}$ et on prend différentes hauteurs de la couche turbulente. À droite, on fixe la hauteur à 5 km et on varie \mathcal{L}_0 pour $r_0 = 10\text{cm}$ et $D = 8\text{m}$.

Chapitre 3

La turbulence au voisinage du télescope

Comme on l’a montré dans le chapitre précédant, la localisation de la couche de surface proche du sol et sa grande énergie ont suscité diverses questions quant à l’interaction de cette couche avec l’environnement immédiat des télescopes. Ces derniers occupent de plus en plus de volume autour d’eux comme pour le VLT ou encore les télescopes géants de type E-ELT. En effet, en raison de la hauteur et de la taille conséquente des coupoles les abritant, des structures de convection d’air sont créées autour de la coupole ou des sillages. Le transfert de chaleur aux structures internes, les rafales de vent et l’échauffement de la surface externe par radiation solaire le jour sont des nouveaux facteurs qui rentrent en jeu en plus des perturbations causées par l’atmosphère libre. Afin de minimiser tous ces effets, des mesures engageant des techniques de pointe ont été déployées à commencer par des tests en soufflerie (Zago 1995 [108]), des systèmes de contrôle de la dynamique des écoulements à l’intérieur de la coupole en utilisant la ventilation naturelle ou artificielle et des systèmes de refroidissement actif. Quant aux effets de sillage et des rafales de vent sont étudiés de très près et sont pris en compte dans la conception des télescopes et de leurs coupoles.

3.1 Mise en évidence de la présence de la turbulence au voisinage du télescope

Malgré tous les efforts déployés pour minimiser les effets de la turbulence locale, la dégradation des images prises au foyer des grands télescopes persistait. Il a été rapidement constaté l’apparition d’une fine couche convective au dessus du miroir primaire, cette dernière se trouve généralement à quelques

centimètres seulement de la surface du miroir. Elle est attribuée au fait que le miroir comme le reste des structures qui se trouvent à l'intérieur de la coupole ne sont pas isolées thermiquement. Pour y remédier, des solutions ont été apportées telles que l'application d'un flux d'air laminaire au dessus du miroir pour évacuer ces structures convectives. D'autres ont opté pour le refroidissement du miroir ou le sol de la coupole. Pour cela les grands télescopes sont équipés de systèmes d'optique active. Ces systèmes ont pour rôle le contrôle et la correction en permanence des micro déformations du miroir primaire. Ces dernières sont causées par les contraintes mécaniques qui introduisent des aberrations optiques sur les images.

Cela est-il suffisant pour éliminer les effets de la turbulence locale ? Telle est la question à laquelle est confronté l'observateur aujourd'hui. Pour y répondre il est nécessaire d'établir des comparaisons de la qualité des images prises à l'intérieur de la coupole avec celles prises à l'extérieur.

3.1.1 Mesure indirecte

Afin d'extraire la contribution de la turbulence locale, différentes équipes ont procédé à des mesures indirectes par comparaison simultanée du seeing mesuré à l'extérieur de la coupole et de la qualité des images prises au foyer du télescope. Cette dernière est donnée par la FWHM de la PSF. L'étude effectuée au VLT par Sarazin (2005)[87] consista à comparer le seeing donné par le DIMM et la qualité des images données par le Shack Hartmann monté sur l'UT1. Dans certaines conditions de forte turbulence, le seeing mesuré à l'extérieur est parfois meilleur que celui mesuré à l'intérieur. Lorsque la turbulence est faible ils retrouvent les mêmes résultats validés par d'autres expériences (Sarazin 2008 [88]) où on note que la qualité des images est souvent meilleure que celle prédite par les moniteurs mesurant le seeing à l'extérieur. Ceci a été attribué à la couche de surface affectant les moniteurs et non le télescope. Toutes ces mesures indirectes confirment qu'il existe bien une interaction entre la coupole et la couche de surface. Cette interaction présente souvent la coupole comme un avantage, tout comme elle peut dans certains cas la présenter comme un inconvénient.

Cependant, il est difficile de suivre cette interaction sur une longue période à cause du manque d'information sur la qualité des images. En effet, dans ce genre d'expériences on détermine la qualité des images à partir des systèmes d'optique active et d'optique adaptative en boucle ouverte de sorte de ne pas biaiser l'information totale sur la turbulence comme dans le cas de NAOS CONICA (NACO). La correction des images dans ces cas là n'est pas optimale. Toutefois, durant les campagnes de tests "commissioning" de ces systèmes ou encore durant de brèves périodes le long d'une nuit d'observation (pour des

tests de contrôle), des valeurs de la qualité des images sont obtenues en boucle ouverte. Elles peuvent être utilisées pour une caractérisation qualitative de la turbulence.

3.1.2 Mesure directe

La turbulence à proximité du télescope présente un aspect plus compliqué. En raison de la nature stochastique des écoulements et leur sensibilité aux conditions de bord, il est difficile de prévoir avec certitude le comportement de la turbulence locale. Néanmoins, des modèles empiriques ont été proposés faisant le lien entre la qualité de l'image prise au foyer du télescope et les paramètres physiques caractérisant cette turbulence. Dans ce genre d'études la principale grandeur mesurée est le gradient de température en utilisant des sondes thermiques. Cela nous permet de déterminer la valeur de la constante de structure de la température, une grandeur qui permet de déterminer les profils de turbulence en atmosphère libre et donc, par analogie, rend possible la détermination de la distribution de la turbulence au voisinage du télescope. Les résultats de ces mesures ont montré que la qualité des images ω dépend de l'énergie de la turbulence en atmosphère libre mais aussi de la différence de température mesurée au voisinage du télescope. Cette dépendance se présente comme une loi de puissance en $5/3$ comme pour le seeing (Racine 1991 [75]) avec $\omega^{5/3} = \omega_n^{5/3} + \omega_0^{5/3} + a_m^{5/3} \Delta T_m^2 + a_d^{5/3} \Delta T_d^2$ où ω_n est le seeing naturel, ω_0 est le seeing dû aux aberrations optiques du système, ΔT_m et ΔT_d sont les différences des températures entre le miroir et l'air ambiant et entre l'air ambiant et l'extérieur de la coupole avec $a_m^{5/3}$ et $a_d^{5/3}$ sont des coefficients déterminés expérimentalement. Les valeurs obtenues pour le a_m sont de l'ordre de $0.40'' \pm 0.05'' / ^\circ C^{6/5}$, ceci montre l'effet drastique dû au miroir. Cette étude a été effectuée pour mesurer le seeing local au Canada France Hawaii Telescope (CFHT) utilisant une caméra Charge Coupled Device (CCD) de haute résolution au foyer du télescope (3.6m). De longues séries d'images ont été analysées et comparées aux données des sondes thermiques. L'étalement des images a été mesuré toutes les 10 minutes avec une précision de 0.02 seconde d'arc dans le cas où la vitesse du vent est inférieure à $20m/s$ limitant ainsi le transport par le vent de la turbulence vers le miroir primaire. La corrélation entre ΔT et la qualité d'image montre que le seeing dû au miroir qui est provoqué par un important gradient est dominant comparé à celui introduit par la coupole. Donc, si les écarts de température sont minimisés la qualité des images ne dépendrait que du seeing naturel en plus des aberrations optiques. Une autre approche basée sur le calcul de la dynamique des fluides (CFD) a été proposée pour le projet de l'Advanced Technology Solar Telescope (ATST) (Dalrymple 2002 [33]) pour caractériser la turbulence au dessus

du miroir en examinant le rapport entre la pression surfacique et les forces inertielles. Une relation directe entre l'état d'écoulement et la déformation du front d'onde est alors donnée, montrant que dans le cas d'un régime forcé (ventilation laminaire du miroir) on réduit considérablement la déformation du front d'onde.

La comparaison des fluctuations de la température à l'intérieur de la coupole avec la qualité des images constitue un moyen pratique pour estimer le seeing de la coupole. Des expériences semblables à celles discutées ci-dessus, ont été effectuées pour divers projets tels que le William Herschel Telescope (WHT) par Bridgeland et Jenkins (1997)[14] et aussi pour le Giant Segmented Mirror Telescope (GSMT) à l'observatoire de Gemini. Il a été montré que la pression sur la surface du miroir primaire causée par le vent a une influence sur la qualité de l'image selon l'angle d'observation. Ils en ont déduit que la qualité de l'image est meilleure lorsque le télescope est orienté vers le zénith, le miroir est dans ce cas là parallèle à la couche de surface [18] et [47]. De même, lors de notre campagne à Paranal en décembre 2007, nous avons effectué une étude qualitative de la distribution de température à l'intérieur de l'UT4 du VLT. Les données obtenues par le système de contrôle thermique pendant 30 jours (décembre 2007) ont alors été analysées.

Sachant que les températures ont été prélevées toutes les 5 minutes dans différents endroits à l'intérieur de la coupole, on a calculé le gradient de température entre les murs et les miroirs ainsi qu'entre la température du plafond et celle des miroirs. Ces mesures sont présentées dans la figure 3.1. On note que le miroir secondaire souffre d'un gradient de température important comparé à celui du miroir primaire. Ce dernier est constamment refroidi pour le maintenir à une température légèrement inférieure à celle de l'air ambiant afin d'éviter la formation de la couche convective au dessus.

3.2 LOTUCE, une expérience optique pour la mesure de la turbulence locale

Notons que pour toutes ces études la qualité de l'image est confondue avec le seeing. Or ce dernier est un paramètre représentatif de la turbulence indépendamment du télescope. Il n'en est pas le cas pour la FWHM qui est donnée par la réponse impulsionnelle du système composé du télescope et du milieu turbulent. En effet, l'équivalence entre les deux paramètres n'est valable que pour les grandes valeurs d'échelle externe en supposant que les aberrations optiques du télescope sont négligeables (Martinez 2010 [70]). Enfin pour étudier le comportement du front d'onde à l'intérieur de la coupole,

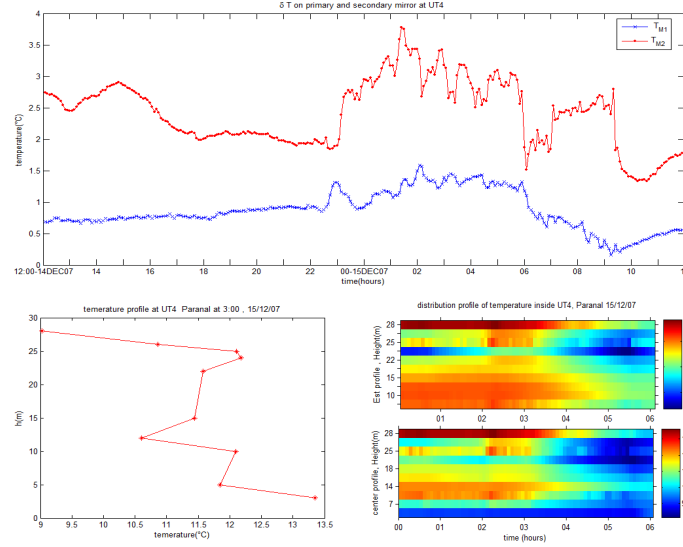


FIGURE 3.1 – Variation du gradient de température entre les miroirs et l’air ambiant à l’intérieur de l’UT4 (VLT) durant une journée (en haut). Profil vertical de température à l’intérieur de l’UT4 (en bas à gauche). L’évolution des profils de température durant 6h au dessus et à côté du miroir (en bas à droite).

il est nécessaire d’effectuer une caractérisation optique de la turbulence locale en donnant les paramètres usuels. Pour cela, nous avons développé un instrument capable de mesurer ces paramètres que nous avons appelé LOTUCE (Local TURbulenCe Experiment).

3.2.1 But de l’expérience

Cette expérience a été réalisée dans le but de caractériser l’interaction entre la coupole et la couche de surface et ce dans le cadre de la qualification du site de l’E-ELT et la conception de sa coupole. En effet, la turbulence locale due à l’environnement immédiat du télescope doit être prise en considération dans la mesure où les télescopes de cette nouvelle génération atteignent des dimensions considérables ainsi que les coupoles les abritant (figure 3.2). Une meilleure connaissance de la turbulence locale engendrée dans ces cas là devient cruciale si l’on veut optimiser les performances de ces télescopes géants.

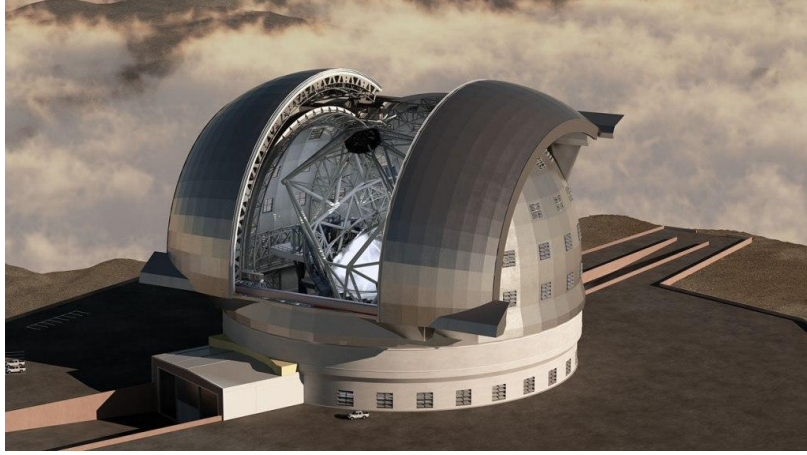


FIGURE 3.2 – Photo (Copyright ©ESO) du futur grand télescope E-ELT dont la taille du miroir primaire est égale à 39.3m. La coupole prévue atteint une hauteur de 90m.

3.2.2 Principe et théorie

L'expérience LOTUCE consiste à analyser le front d'onde au moyen de faisceaux laser parallèles en configuration multi-base. Les fluctuations d'angle d'arrivée sont mesurées avec une caméra CCD. Les covariances des fluctuations d'AA dans les deux directions longitudinale et transverse et pour différentes bases sont comparées aux covariances théoriques. Le choix de la configuration des faisceaux parallèles est important pour obtenir un échantillonnage optimal des courbes de covariances.

Le principe d'utilisation des faisceaux laser dans l'étude de la turbulence optique a été présenté par divers auteurs, en particulier pour la mesure des échelles limites du domaine inertiel qui sont l_0 et \mathcal{L}_0 . En effet, la scintillation des faisceaux laser avec différentes ouvertures ou longueurs d'onde a été étudiée pour l'évaluation de l_0 (Livingston 1972 [62], Hill & Ochs 1978 [51], Ochs & Hill 1985[74]). Par ailleurs, les fluctuations d'AA ont été également étudiées pour la caractérisation de la turbulence locale par Consortini (1970)[26], (2002)[25] en particulier pour la mesure de \mathcal{L}_0 .

Statistique des fluctuations des angles d'arrivée

Pour deux télescopes de diamètre D séparés par une base projetée dans le plan du front d'onde B , l'expression de la covariance des fluctuations d'AA C_α est donnée (Borgnino 1992 [9], Avila 1997 [5]) par

$$C_\alpha(B, D, L_0) = \pi\lambda^2 \int f^3 W_\phi(f, \mathcal{L}_0) [J_0(2\pi f B) - J_2(2\pi f B)] \left[\frac{2J_1(\pi f D)}{\pi f D} \right]^2 df \quad (3.1)$$

où J_n représente le n^{ime} ordre de la fonction de Bessel du premier type. En introduisant l'expression de la densité spectrale de la phase W_ϕ donnée dans le modèle de von Karman il apparaît le facteur $r_0^{5/3}$ qui est donné en fonction de λ^{-2} , par conséquent la fonction de covariance ne dépend pas de la longueur d'onde. On considère aussi dans cette étude la variance des fluctuations des AA sur chaque voie, σ_α^2 , donnée dans le cas du modèle de von Karman par (Borgnino 1992 [9])

$$\sigma_\alpha^2 = \langle \alpha^2 \rangle = 0.0228\pi\lambda^2 r_0^{-5/3} \int df f^3 \left[f^2 + \frac{1}{\mathcal{L}_0^2} \right]^{-11/6} \left[\frac{2J_1(\pi f D)}{\pi f D} \right]^2 \quad (3.2)$$

Dans le cas des petites ouvertures optiques ($\mathcal{L}_0 \gg D$), une approximation de cette variance a été donnée par Ziad (1994)[109] sous forme

$$\sigma_\alpha^2(D, \mathcal{L}_0) \simeq 0.179\lambda^2 r_0^{-5/3} [D^{-1/3} - 1.525\mathcal{L}_0^{-1/3}] \quad (3.3)$$

La fonction de structure correspondante $D_\alpha(B) = 2[\sigma_\alpha^2 - C_\alpha(B, D, \mathcal{L}_0)]$ constitue aussi une grandeur intéressante dans la caractérisation de la turbulence, en particulier pour la détermination du seeing. Elle est, en effet, utilisée dans la méthode du DIMM (Sarazin & Roddier 1990[85]). Cette grandeur étant basée sur des mesures différentielles, elle permet de s'affranchir des effets des vibrations de l'instrument et est moins sensible à l'effet de l'échelle externe.

Les modèles de la turbulence atmosphérique existants

Dans cette étude nous allons calculer les covariances en fonction de la base séparant les faisceaux puis nous les comparons aux fonctions théoriques. Ces dernières sont données par différents modèles ; Kolmogorov (KO), von Karman (vK), Greenwood-Tarazano (GT) et le modèle exponentiel (Ex). On note que cette méthode a déjà été utilisée pour le GSM et a donné des résultats satisfaisants (Maire 2008 [68]). Ces modèles diffèrent par le terme de la densité spectral de la phase (Voitsekhovitch 1995 [103]) tel que

$$W_\phi^{vK}(\vec{f}, \mathcal{L}_0) = 0.0229r_0^{-5/3} \left[f^2 + \frac{1}{\mathcal{L}_0^2} \right]^{-11/6} \quad (3.4)$$

$$W_{\phi}^{GT}(\vec{f}, \mathcal{L}_0) = 0.0229r_0^{-5/3}[f^2 + \frac{f}{\mathcal{L}_0}]^{-11/6} \quad (3.5)$$

$$W_{\phi}^{Ex}(\vec{f}, \mathcal{L}_0) = 0.0229r_0^{-5/3}f^{-11/6}(1 - \exp(-f^2\mathcal{L}_0^2)) \quad (3.6)$$

La turbulence au voisinage du télescope

Le choix de la mesure des fluctuations des AA pour caractériser la turbulence locale repose sur la sensibilité de cette méthode aux faibles turbulences. En effet l'énergie turbulente donnée par C_n^2 a une valeur typique pour la plupart des sites de $10^{-14}m^{-2/3}$. Cette énergie introduirait sur un chemin optique de 10m un seeing équivalent à 0.6 seconde d'arc pour $\lambda = 0.5\mu m$. Le DIMM installé au Dôme C (antarctique) mesure, avec la même méthode, un seeing trois fois plus faible avec un échantillonnage angulaire de $0.75 \text{ sec} - \text{arc}/\text{pixel}$. Dans notre expérience, l'échantillonnage est bien meilleur avec $0.45 \text{ sec} - \text{arc}/\text{pixel}$ ce qui nous permet d'atteindre la sensibilité souhaitée pour la détection des très faibles fluctuations d'AA. L'autre avantage de calculer les fonctions de covariances est leur sensibilité à la valeur de l'échelle externe, en particulier dans le cas des bases allant du métrique au sub-métrique [9]. Par conséquent le choix des bases dans notre expérience est crucial. Pour bien échantillonner les fonctions de covariances, nous avons opté pour une configuration variable de la base allant de $5cm$ à $2m$. Ces valeurs limites sont imposées par les contraintes instrumentales telles que la longueur finie des supports et leur poids. On estime que $2m$ comme valeur maximale de la base est suffisante, sachant que la valeur de l'échelle externe dans la couche de surface est du même ordre de grandeur.

3.3 LOTUCE l'instrument

Dans cette section on présente la configuration expérimentale de LOTUCE, la description détaillée de ses composantes (figure 3.3) ainsi que les différentes étapes de conception allant du montage jusqu'aux tests de calibration.

3.3.1 Montage optique

Bloc d'émission

La source de lumière utilisée dans cette expérience est une diode laser d'intensité variable ($0 - 5mW$). Le faisceau sortant est injecté dans une fibre

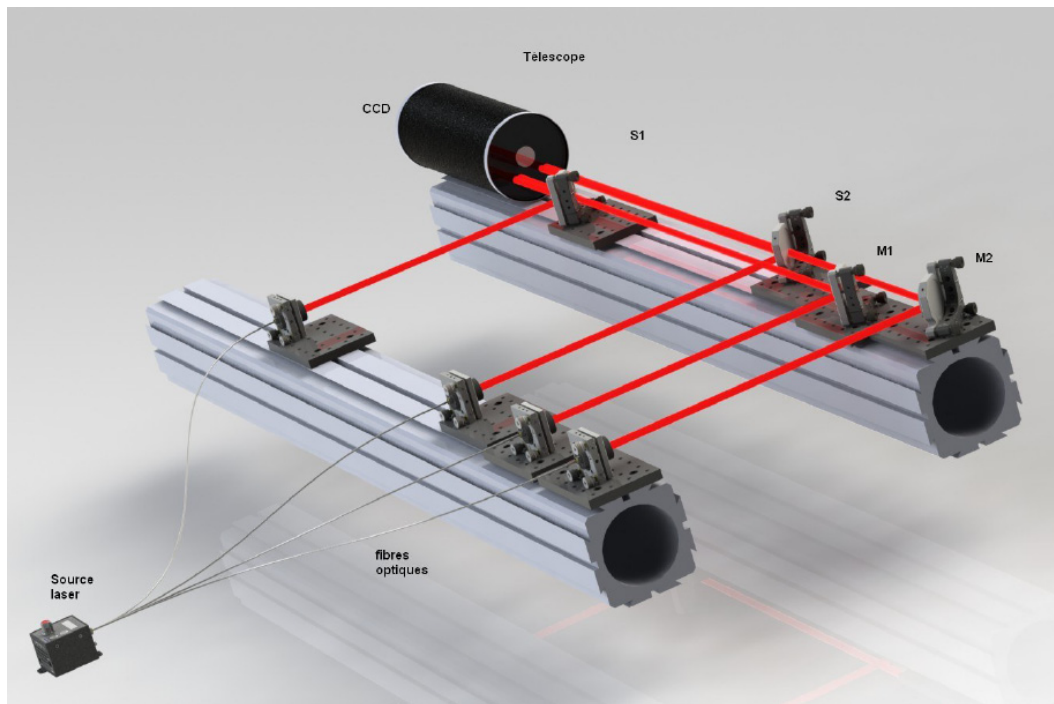


FIGURE 3.3 – Schéma de la configuration expérimentale de LOTUCE. Quatre faisceaux laser se propagent en parallèle à travers le milieu turbulent. Les faisceaux sont réfléchis sur une suite de deux lames séparatrices (S1, S2) et deux miroirs plans (M1, M2). Au moyen d'un système optique de 3400mm de focale composé de télescope et d'une lentille Barlow les faisceaux arrivent sur la caméra CCD.

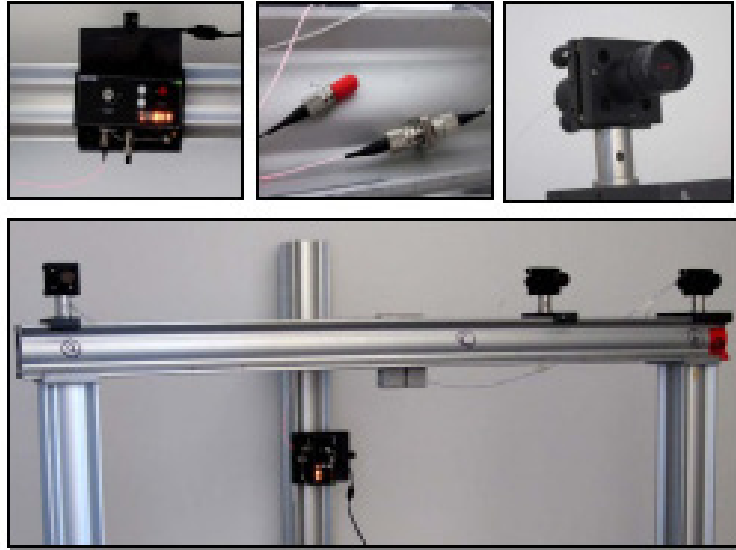


FIGURE 3.4 – Composants du bloc d’émission. On montre de gauche à droite la source diode laser, les fibres optiques avec les coupleurs-diviseurs de fibre et le tube élargisseur et collimateur de faisceau.

optique ensuite divisé en quatre faisceaux via des coupleurs et diviseurs de fibres (figures 3.3 et 3.4). À la sortie des fibres, l’intensité des faisceaux est atténuée et homogène vu que les fibres optiques agissent comme un filtre spatial. L’élargissement et la collimation des faisceaux se fait au moyen d’un tube comportant un diaphragme et un doublet achromatique choisi de sorte à avoir un faisceau de 20mm de diamètre en sortie. Le diamètre du faisceau a été choisi supérieur à l’échelle interne que l’on estime $< 1\text{cm}$ pour notre expérience. On note que les quatre faisceaux ont des intensités légèrement différentes dues à l’efficacité intrinsèque de chaque fibre. On utilise donc des lames de densité de très faible indice d’atténuation afin de compenser cette différence.

Bloc de détection

En face du bloc d’émission, les quatre faisceaux sont réfléchis au moyen de deux miroirs (M1, M2) et deux lames séparatrices (S1, S2). Ces derniers sont montés sur le bloc de détection comme montré sur la figure 3.5. La distance séparant les deux blocs limite la zone de turbulence dans laquelle le front d’onde se propage et que l’on veut caractériser. Pour cette étude la longueur

de propagation est comprise entre 1 et 7 mètres et sa largeur est fixée par une base maximale de 1,5 mètre. Une fois réfléchis, les faisceaux convergent vers le détecteur au moyen d'un système optique (L3) de distance focale $F3 = 3400mm$. Ce système est composé d'un télescope de type Maksutov cassegrain de $127mm$ de diamètre et une lentille de Barlow $\times 2$. On installe dans le plan focal une caméra CCD (PROSILICA) qui permet de visualiser les quatre spots et acquérir les images avec une fréquence d'acquisition qui peut aller jusqu'à 60 images par seconde. À cause de la sensibilité de la CCD, il est nécessaire d'utiliser des filtres de densité d'indice 4 pour atténuer l'intensité des faisceaux incidents.

Supports et systèmes de réglage

Pour séparer les quatre faisceaux dans le plan image, on introduit des angles de faible déviation au niveau des miroirs et des lames séparatrices. On utilise pour cela des supports à vis différentielles pour un réglage ultra fin comme montré dans la figure 3.6. Ceci permet le réglage de la position initiale de chaque spot sur la fenêtre de la caméra CCD.

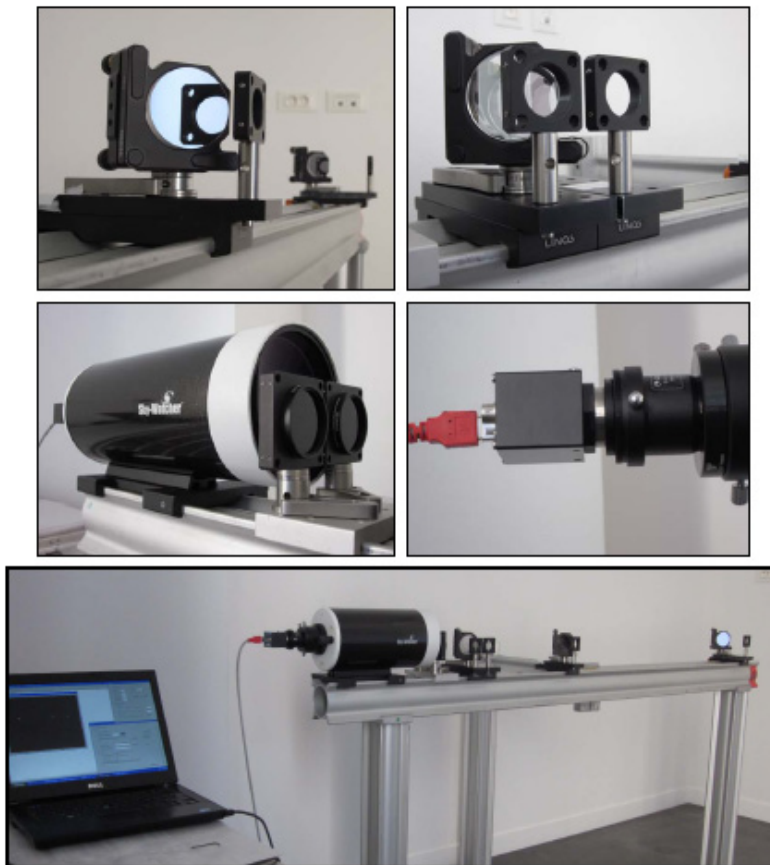


FIGURE 3.5 – Bloc de détection, de gauche à droite on montre les miroirs, les lames séparatrices, le télescope Maksutov avec les filtres atténuateurs d'intensité et la caméra CCD.

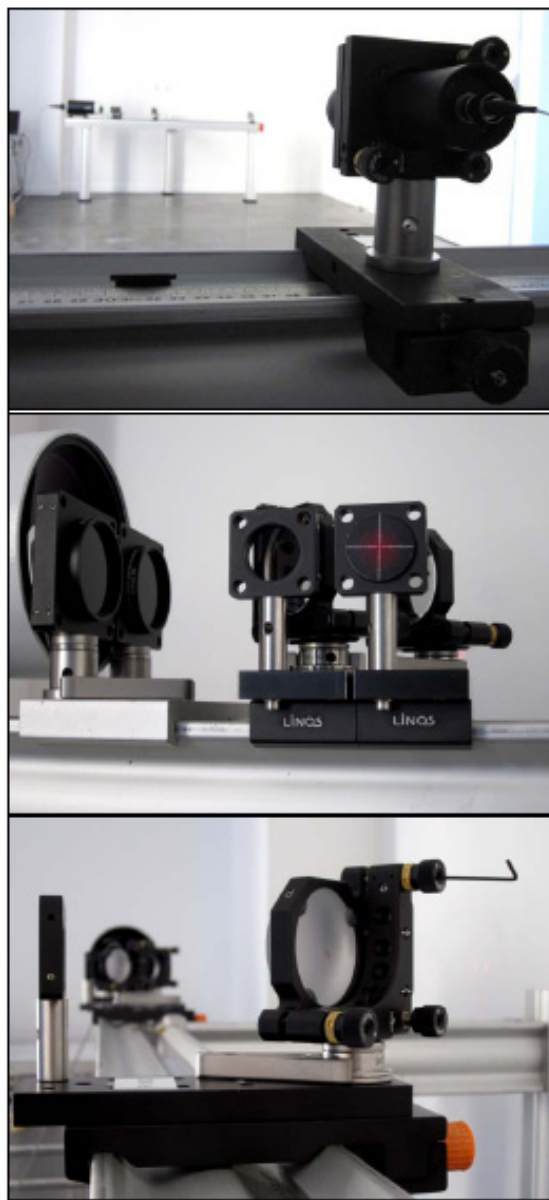


FIGURE 3.6 – Les montures pour les composants optiques sont équipées de vis à réglage différentiel dans les deux directions x et y . Ceci est nécessaire à l'alignement des faisceaux et leur séparation dans le plan image.

Composants	Unités	Spécifications	Références
Diode laser	1	$I(0 \rightarrow 5mW)$	$TL5001 - 635$
Tube de lentilles	4	$\emptyset = 25.4mm, l = 100mm$	SMIV10
Lentille Achromatique	4	$\emptyset = 25.4mm, f=100mm$	AC254-100-A
Fibre optique	4	L=1.0"	
Coupleurs de fibres 2×2	2	50/50, 632nm, FC/PC	FC-632-50B-FC
Adaptateurs de fibres	4	SM1-to-FC adapter	SM1FC
Connecteurs de fibres	4	FC to FC Square Mating sleeve	ADAF2
Lame de densité	set10	$\emptyset = 25.4mm, d = 0.1, 0.2, 0.3..$	
Lame de densité	2	$\emptyset = 2'', d = 4$	NE2R40A
Lames séparatrices	2	$\emptyset = 2'', 50/50,$	BSW16
Miroirs	2	$\emptyset = 2'', thickness = 12mm$	PF20 - 03 - G01
Télescope (Maksutov)	1	$\emptyset = 127mm, f = 1500m$	ST2060
Lentille de Barlow	1	$\emptyset = 1.25'', \times 2, G = (1 \rightarrow 1.25)$	BarlowT - Adapter#93640
CCD	1	$7.4 \times 7.4\mu m, 659 \times 493$ pixel	Prosilica EC650
Ordinateur	1	Pentium 4, Windows XP, pack3	Dell latitude E6400
Rails	10	$(1.5 \times 0.12 \times 0.12)m$	
Supports (tilts)	4	Vis	DAS110
Montures	4	vis de réglage différentiel	KC1 - T
Monture ultra stable	4	$\emptyset = 2''$	KS2
Rails	8	$(10 \times 15 \times 12)cm$	MB1015/M
Supports de rails	8	$(2 \times 11 \times 12)cm$	

TABLE 3.1 – Liste des composants optomécaniques utilisés dans l'expérience LOTUCE

3.3.2 Tests et calibration

Sachant que l'échantillonnage angulaire d'un instrument est donnée par la distance focale du système optique. Le premier test a été dédié à la mesure de cette grandeur. Pour cela, nous avons utilisé une lunette auto-collimatrice électronique qui a permis de déterminer avec une grande précision la distance réelle de la focale qui est égale à $3400mm$. La valeur donnée par le fabricant est égale à $1500mm$ pour le télescope. La lentille de Barlow utilisée double la distance focale, et la distance de la caméra CCD par rapport au point focal donne un facteur de grossissement $G = (1 + 125/100) = 2.25$. La focale résultante sera donc $F_0 = F \times G = 1500 \times 2.25 = 3375mm$ qui est proche de la valeur que nous avons mesuré.

Dans la calibration de l'instrument, l'alignement des faisceaux est l'étape la plus critique. En effet, l'objectif de cette expérience est de simuler un front d'onde issu de l'objet observé dans le ciel qui arrive perpendiculairement sur plusieurs pupilles. Ces pupilles sont en configuration multibase (comme dans le cas du GSM) avec une base maximale de 1.5m. Il est cependant difficile de créer en laboratoire un front d'onde possédant ces caractéristiques. C'est pourquoi nous avons utilisé quatre faisceaux identiques et parallèles repartis sur une distance de 1,5m qui représente la largeur du front d'onde. Ces quatre faisceaux doivent arriver perpendiculairement sur le détecteur. Ainsi, avec cette configuration le diamètre des faisceaux de 20mm représente la taille des quatre pupilles virtuelles.

3.3.3 La précision de la méthode du barycentre

Les sources d'erreur qui peuvent affecter nos mesures sont semblables à celles du DIMM. Les erreurs typiques dans ce genre d'expérience, sont essentiellement dues à la détermination du barycentre en plus des erreurs statistiques, le bruit thermique et le bruit photonique. L'image capturée sur la CCD est une matrice de pixels éclairés que l'on note $I_0(x, y)$. Les positions des PSF sont préréglées de façon équidistante dans la fenêtre de la CCD de manière à obtenir un maximum de pixels autour de chaque PSF. Cela permet de diviser la matrice $I_0(x, y)$ en quatre sous-matrices centrées sur chaque PSF (figure 3.7).

En pratique, il est difficile de maintenir dans la fenêtre de la CCD toutes les PSF exactement dans la même position. Ainsi, nous devons recentrer les images durant le traitement. On détermine les positions initiales des quatre PSF sur la première image ($N=1$) de chaque série, puis on recentre les quatre sous-matrices sur ces positions initiales pour les $N-1$ images de cette série. Pour le calcul de la position des barycentres (x_c, y_c) on utilise la formule

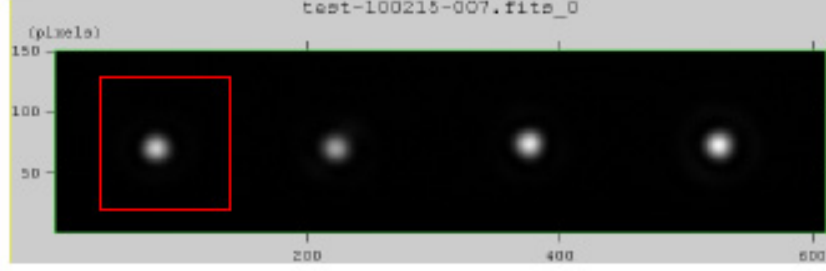


FIGURE 3.7 – Sur la fenêtre de la CCD les quatre PSF sont équidistantes. Les barycentres sont ainsi calculés séparément pour chaque sous-matrice

$$x_c = \frac{\sum_i \sum_j x_i I(x_i, y_j)}{\sum_i \sum_j I(x_i, y_j)} \quad (3.7)$$

$$y_c = \frac{\sum_i \sum_j y_j I(x_i, y_j)}{\sum_i \sum_j I(x_i, y_j)} \quad (3.8)$$

Dans ce cas-là, chaque pixel est associé à un niveau de luminance qui est proportionnel aux Analog to Digital Units (ADU) du détecteur. Cette méthode est d'autant meilleure que l'objet étudié est étalé et symétrique. En effet, la précision sur la position du barycentre est proportionnelle au nombre de pixels illuminés. Par conséquent, l'échantillonnage angulaire des images doit être fin. Ainsi, dans notre cas avec un faisceau de $20mm$ de diamètre et une distance focale de $3400mm$, la résolution du système optique donne une tache de diffraction dont le disque d'Airy occupe une surface $S = 35 \times 35$ pixels avec un échantillonnage angulaire $dE = 0.45sec-arc/pixel$. La précision sur la détermination du barycentre est alors égale à $\frac{dE}{\sqrt{S}} = 0.013sec-arc$. Ceci signifie que la méthode est sensible au centième de seconde d'arc (voir Duchemin 2010 [34]).

Afin de garder la même précision sur les quatre barycentres, il est nécessaire d'avoir les mêmes intensités pour les quatre PSF. La sensibilité élevée de la CCD montre une faible différence de l'intensité entre les quatre faisceaux. Cette différence est due aux pertes de flux dans les fibres optiques. Pour compenser cette différence nous utilisons des filtres de densité à faible facteur d'atténuation (0,99%, 0,95%). La puissance de la source laser a été fixée à $I_0 = 0,2mW$. Ceci donne une puissance de $0,05mW$ à la sortie des fibres et $5.10^{-6}mW$ après filtrage sur la lame de densité à l'entrée du télescope ($d = 4$). Les aberrations introduites par les composants optiques sont très

faibles et surtout statiques. Elles n'influencent pas nos mesures. Par ailleurs, en raison de la grande sensibilité de la caméra au flux de la lumière laser les images saturent rapidement. Ainsi nous devons réduire le temps d'exposition. Le niveau de saturation dépend évidemment des spécifications de la CCD. Dans notre cas le flux et le temps d'exposition peuvent être ajustés. Pour cette expérience nous avons pris $t_{exp} = 1ms$ et l'intensité du laser est réduite pour éviter la saturation.

3.3.4 Rapport Signal à Bruit

La caméra utilisée pour LOTUCE est un capteur de type ICX424AQ à 12 ADU. La valeur maximale du Rapport Signal à Bruit (RSB) est égale à 400 (52dB). Ce rapport est défini comme étant la valeur maximale du flux divisée par l'écart type de l'amplitude du bruit. Il est exprimé dans le cas des CCD par la relation

$$SNR = \frac{N_p Q}{\sqrt{N_p Q + t_p I_{dark} + \sigma_n}} \quad (3.9)$$

où N_p est le flux de photons incident donné en (photons/pixel/seconde), $Q = 50\%$ représente l'efficacité quantique du capteur. t_p est le temps d'intégration qui est égal à $1ms$, I_{dark} est le courant d'obscurité qui est < 1 électrons/pixel/seconde pour ce capteur et σ_n représente le bruit de lecture qui correspond à 13 électrons rms/pixel. Le bruit de photon est équivalent à la racine carrée du signal. Ceci veut dire que si l'on a N photons arrivant sur chaque pixel, le bruit est égal à $\sqrt{N_p Q}$. Cela rend le RSB égal à $N_p Q / \sqrt{N_p Q}$, ou tout simplement $\sqrt{N_p Q}$. Dans le cas d'un fort flux, comme dans notre expérience, le nombre de photons arrivant sur les cellules de la CCD (N_p) est grand (~ 280000). Le bruit devient grand dans la mesure où le signal augmente ($\sim 529, 15$) mais le signal augmente plus rapidement que le bruit. La contribution du bruit de photons dans notre cas est de l'ordre de 0,19%, elle peut donc être négligée.

3.3.5 Erreurs Statistiques

Étant donné que notre étude repose sur une analyse statistique d'une grandeur physique telle que la phase ou les AA. Les résultats sont donnés avec une erreur statistique qu'il faut déterminer. Sachant que pour une série de N valeurs d'une variable aléatoire indépendante et obéissant à une loi de distribution gaussienne, l'erreur statistique correspondante est donnée par $\sigma_s = \sqrt{2/N - 1}$ [41]; il suffit d'augmenter le nombre de données pour diminuer cette erreur. Or dans notre cas, chaque réalisation correspond à une

image à enregistrer, la taille de la mémoire de l'ordinateur étant limitée, on a pris $N = 500$ images par série. L'erreur statistique associée est $\approx 7\%$ ce qui constitue un bon compromis.

3.3.6 Erreurs dues aux vibrations mécaniques

Des séries de tests dans le laboratoire ont été effectuées pour évaluer la stabilité de l'instrument et les vibrations mécaniques introduites par le milieu environnant. Ces vibrations sont transmises à l'instrument principalement par le sol et peuvent être corrélées avec les fluctuations des AA. Ceci peut biaiser nos mesures d'où la nécessité de caractériser l'effet de ces vibrations. Pour cela nous avons mesuré les fluctuations des AA dans les quatre voies quand les deux blocs (émission-réception) sont approchés. Ceci permet de s'affranchir de la contribution de la turbulence.

Dispositif fixé sur un banc optique

Dans un premier temps, nous avons fixé le dispositif expérimental sur la table optique (figure 3.8) montée sur coussins d'air pour l'isoler des vibrations transmises par le sol. Une source de vibration externe (source sonore) a été utilisée pour voir la réponse du système pour des fréquences déterminées. La source a été mise sur la table et ensuite sur le sol pour vérifier l'efficacité de l'isolement du système. Ce test a montré que la table n'est pas nécessaire puisque les composants optiques sont affectés de manière permanente par les vibrations dans le laboratoire. Elles sont généralement générées par le système de climatisation et parfois par l'observateur lui même. Cependant nous observons que les pics de vibration apparaissent à la même fréquence pour les quatre voies. Ceci signifie que les vibrations sont transmises aux quatre PSF de la même manière avec la même amplitude et direction des mouvements. Il est donc possible de les éliminer du signal.

Dispositif fixé au sol, bloc émission et réception rapprochés

Nous prenons une nouvelle série de mesures pour examiner l'effet des vibrations et la stabilité de l'instrument quand les deux blocs sont indépendants mais rapprochés. Nous avons calculé les variances des fluctuations d'AA pour les quatre voies et examiné différents cas de turbulence. Le premier test a été fait en cas de faible turbulence quand la salle était complètement isolée des perturbations externes, les portes fermées et le bâtiment vide et sans machine ni personnel pour cette période. La valeur des variances des fluctuations des

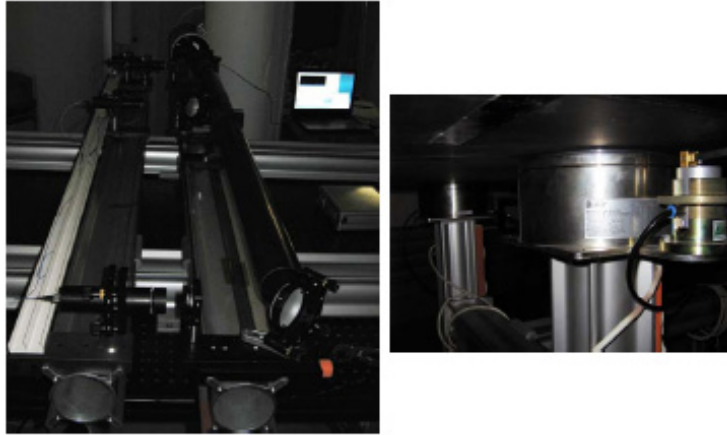


FIGURE 3.8 – Calibration et test de l'instrument fixé sur un banc optique. Des coussins d'air d'une grande efficacité d'isolation ont été utilisés pour séparer l'instrument des vibrations du milieu environnant

AA pour les quatre PSF sont données dans la figure 3.9. La même expérience a été répétée dans le cas de forte turbulence et avec une configuration de base maximale. Les variances correspondantes sont données dans la figure 3.10. Nous montrons également dans la figure 3.11, les spectres des fluctuations d'AA des quatre voies dans les deux cas de turbulence. Nous notons que la variance dans le cas de faible turbulence est de l'ordre de la msec-arc² ainsi que l'énergie de vibration. Cette dernière est déduite de la différence de la valeur des variances avant et après le filtrage des spectres (tableau 3.2).

Dans le cas de forte turbulence, les variances, comme le montre la figure 3.12, sont assez importantes par rapport au cas précédent. Les vibrations aussi sont plus importantes à cause de l'activité qui existait dans le bâtiment pendant la période durant laquelle ont été prises ces mesures. Cependant la valeur de l'énergie reste de l'ordre de la msec-arc². Sachant que dans ce cas nous avons une plus grande base avec 1,4m tandis que dans le cas précédent la base maximale était de 0,35m, nous pouvons alors expliquer l'énergie croissante par l'augmentation de la distance de propagation des faisceaux dans les trajets résiduels.

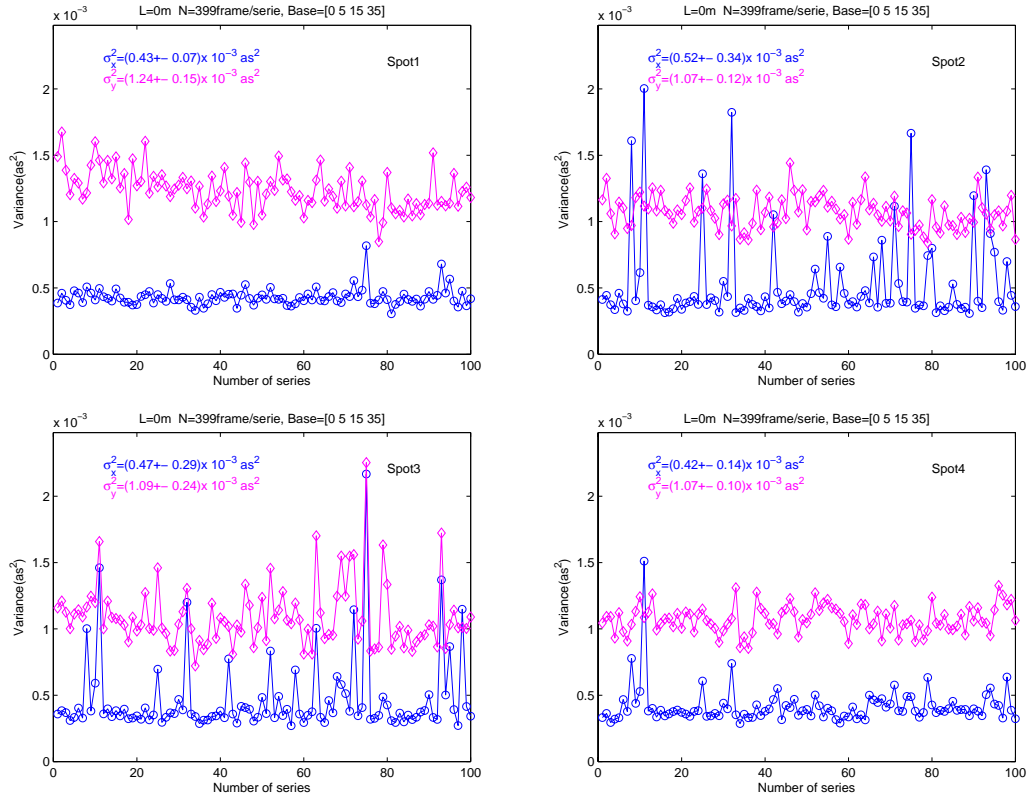


FIGURE 3.9 – Evolution de la variance des fluctuations d'AA durant 20mn dans le cas où les deux blocs sont rapprochés. La turbulence est faible et la configuration de la base est minimale

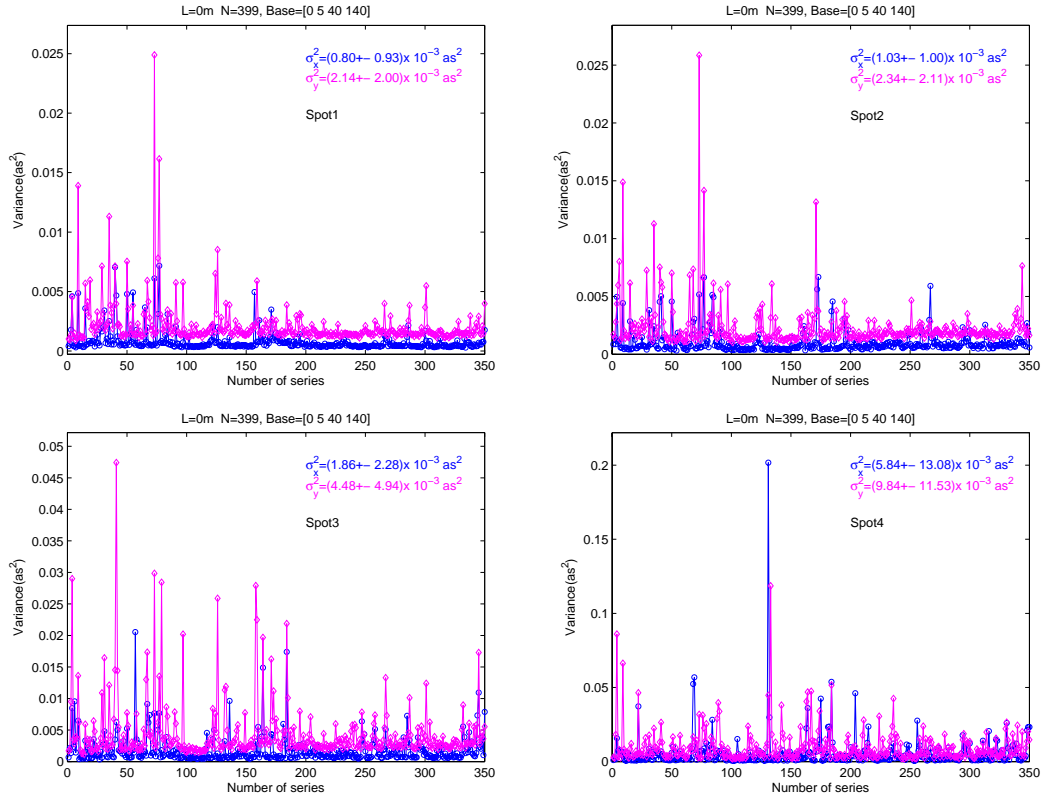


FIGURE 3.10 – Evolution de la variance des fluctuations d'AA durant une heure dans le cas où les deux blocs sont rapprochés, la turbulence est forte et la configuration de la base est maximale

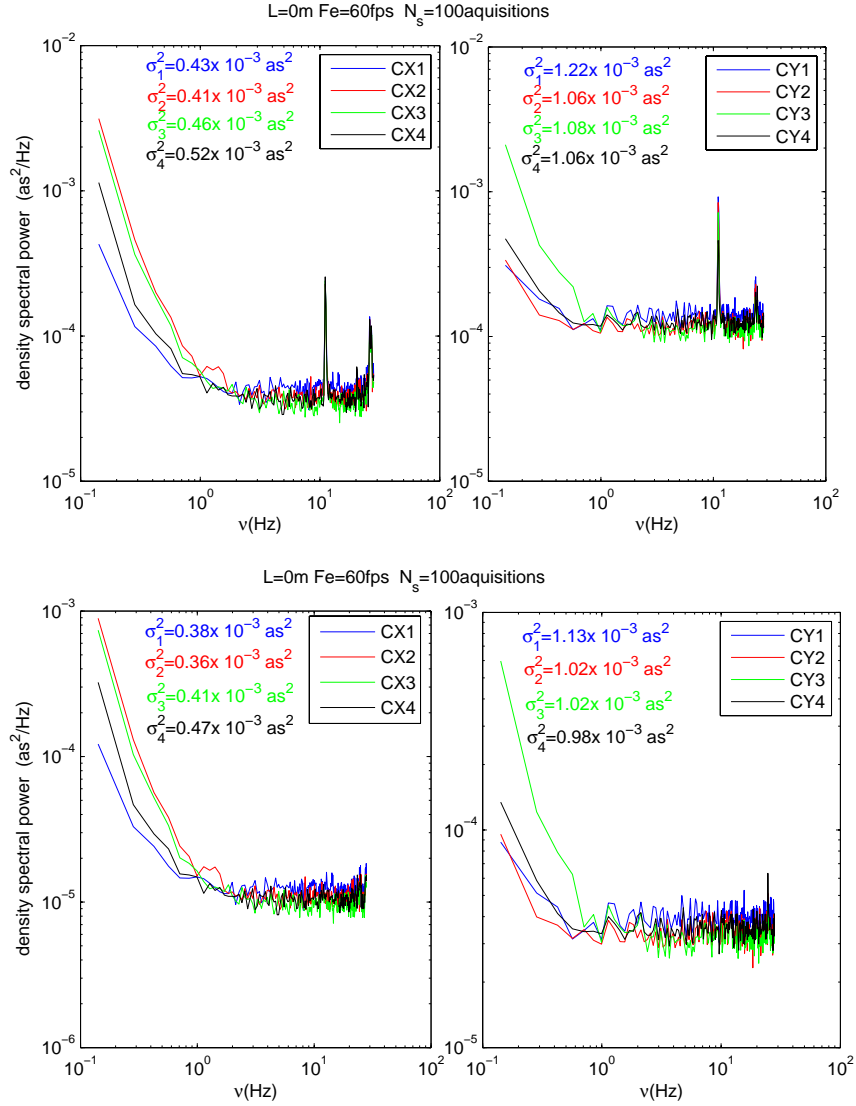


FIGURE 3.11 – DSP des fluctuations des AA dans les directions x et y pour les quatre voies dans le cas où les deux blocs sont rapprochés. La turbulence est faible et la configuration de la base est minimale. En haut, le cas sans filtrage. En bas, les pics de vibration sont filtrés . On donne aussi les variances calculées par intégration des spectres avant et après filtrage.

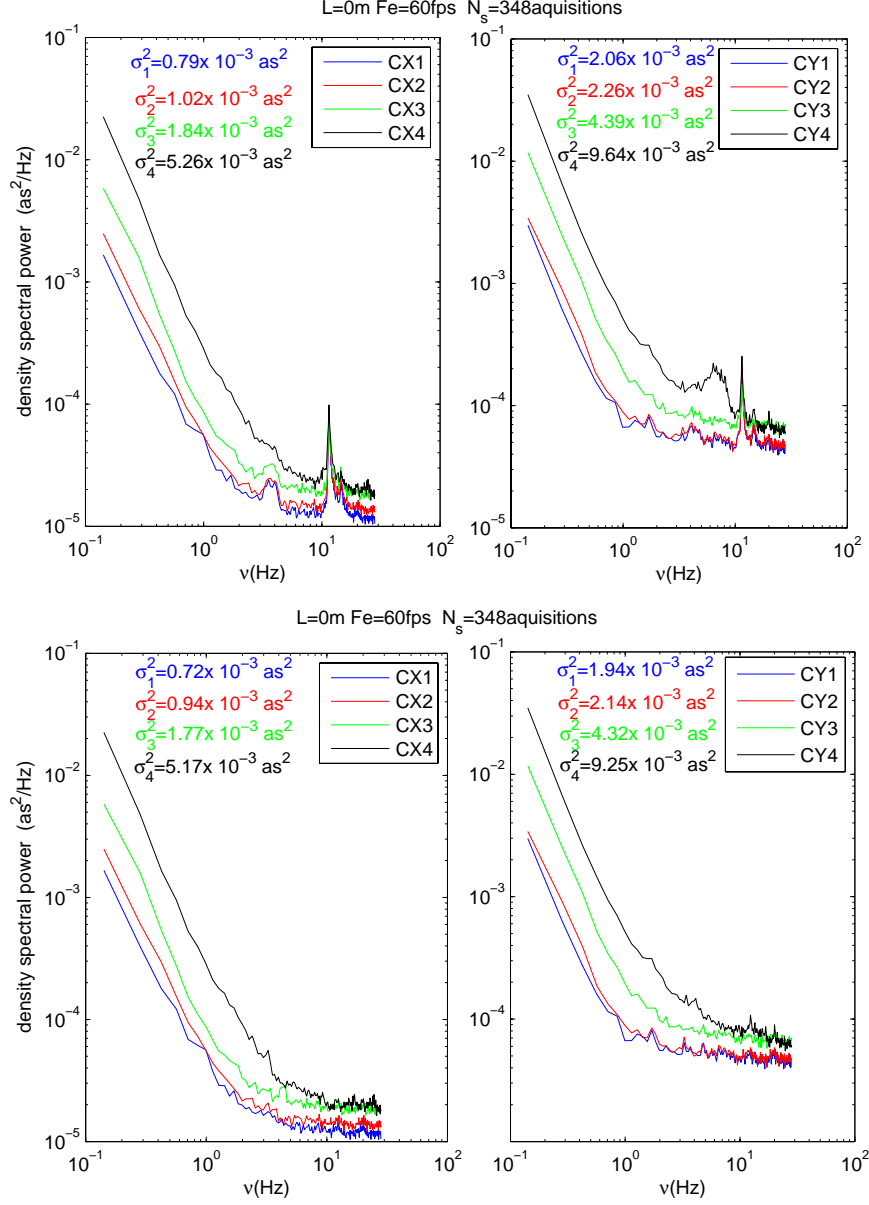


FIGURE 3.12 – DSP de fluctuations des AA dans les directions x et y pour les quatre voies dans le cas où les deux blocs sont rapprochés, la turbulence est forte et la configuration de la base est maximale. En haut, le cas sans filtrage. En bas, les pics de vibration sont filtrés. On donne aussi les variances calculées par intégration des spectres avant et après filtrage.

spot(cm)	$\sigma_x^2(mas^2)$	σ_{xf}^2	σ_{xv}^2	σ_y^2	σ_{yf}^2	σ_{yv}^2
0	0.43	0.38	0.05	1.22	1.13	0.09
5	0.52	0.47	0.05	1.06	0.98	0.08
15	0.46	0.41	0.05	1.08	1.02	0.06
35	0.41	0.36	0.05	1.06	1.02	0.04
0	0.79	0.72	0.07	2.06	1.93	0.13
5	1.02	0.95	0.07	2.26	2.14	0.12
40	1.84	1.77	0.06	4.39	4.32	0.07
140	5.26	5.17	0.09	9.64	9.24	0.39

TABLE 3.2 – Valeur moyenne des variances des fluctuations d’AA (σ_x^2, σ_y^2) dans les deux direction x et y. La turbulence est faible et la configuration de la base est minimale [0 5 15 35]*cm*. Dans le cas de forte turbulence, la configuration de la base est plus grande [0 5 40 140]*cm*. On donne les variances $\sigma_{xf}^2, \sigma_{yf}^2$ calculées à partir des spectres après filtrage des pics de vibration, la différence correspond à la contribution des vibrations en termes de variances ($\sigma_{xv}^2, \sigma_{yv}^2$).

Quantification de l’effet des vibrations

Comme on peut le voir dans le tableau 3.2, les pics de vibrations introduisent dans le cas de faible turbulence une erreur de mesure $\sigma_{xv}^2 = \sigma_x^2 - \sigma_{xf}^2$ de l’ordre de $0.05mas^2$ dans la direction x et $\sim 0.07mas^2$ dans la direction y. Avec σ_x^2 et σ_{xf}^2 sont les variances avant et après filtrage des pics de vibration. On remarque aussi à partir des spectres (figure 3.11) que l’énergie dans la direction y est plus grande que dans la direction x. Ceci peut être expliqué par la présence de structures convectives de turbulence introduites par la structure elle même du bloc de réception, sachant que les faisceaux se propagent le long du rail à seulement 10cm au dessus. Dans le cas de forte turbulence la différence est moins visible et la contribution des vibrations en terme d’énergie est la même avec 3.5% dans les deux directions x et y (figure 3.12).

3.3.7 La turbulence dans les trajets résiduels

Comme on peut le constater dans la figure 3.13, les faisceaux traversent la même distance dans le milieu turbulent mais arrivés sur le bloc de réception ils traversent un trajet horizontal différent. Pour de petites bases, l’énergie due aux trajets résiduels devrait être faible et n’affecterait pas les résultats. En outre, ces fluctuations sont non corrélées entre les deux blocs et donc

ne devrait pas affecter les résultats. Par ailleurs, la différence des variances des fluctuations d'AA mesurée sur les quatre voies peut être attribuée aux propagations résiduelles. L'énergie associée à ces trajets résiduels pourrait être estimée en rapprochant le bloc de réception du bloc d'émission. Elle est soustraite dans les résultats finaux.

La figure 3.14 montre une dépendance linéaire de la turbulence résiduelle à la distance parcourue par les faisceaux. Elle correspond à la différence σ_{ij}^2 de la variance entre deux PSF. Cette dépendance est de l'ordre de 10^{-4} sec-arc² dans le cas des petites bases et pour une faible turbulence tandis que pour une plus grande base elle est plus significative. Cependant la contribution du trajet résiduel aux variances des fluctuations d'AA est constante et correspond à la pente de la courbe d'ajustement dans la figure 3.14. Donc nous pouvons déterminer la contribution des trajets résiduels à l'énergie de la turbulence pour une base donnée. Si nous prenons la plus grande base de LOTUCE ($B = 2m$) nous avons, par extrapolation, la valeur maximale que peut introduire le trajet résiduel $\sigma_r^2 = 3.2 \times 2mas^2$ pour la direction x et $\sigma_r^2 = 5.1 \times 2mas^2$ pour la direction y. Ces deux valeurs seront prises comme étant la contribution caractéristique du trajet résiduel de LOTUCE dans le cas de forte turbulence. On s'attend à avoir des valeurs plus faibles dans les coupes pendant les nuits d'observation.

3.3.8 L'erreur sur la méthode du barycentre

En considérant les différentes erreurs discutées plus haut on peut donner une expression générale des erreurs dans nos mesures

$$\sigma^2 = \sigma_{vib}^2 + \sigma_r^2 + \sigma_{mth}^2 \quad (3.10)$$

où σ_{mth}^2 est l'erreur introduite par la méthode de mesure. Si on néglige la turbulence dans le plus petit trajet résiduel entre le premier et le deuxième faisceaux ($B = 5cm$), l'erreur de la méthode correspond à la différence de variances calculées à partir des spectres filtrés entre ces deux voies ($\sigma_F^2 = \sigma^2 - \sigma_{vib}^2$) donc $\sigma_{mth}^2 \simeq \sigma_{12}^2 = 0.2mas^2$. C'est la même dans les deux directions x et y (figure 3.14).

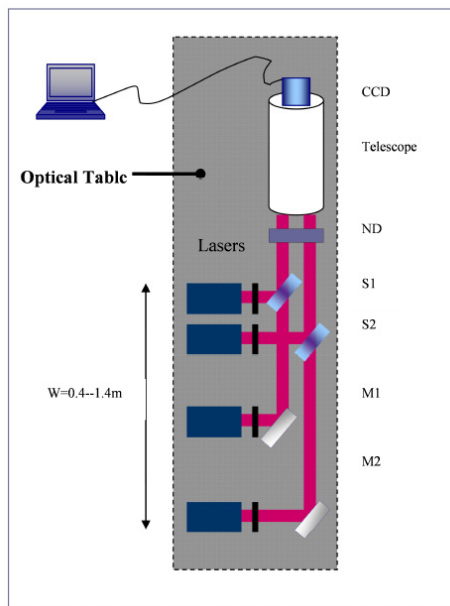


FIGURE 3.13 – La configuration de l'instrument pour calibrer l'effet de la turbulence dans les trajets résiduels.

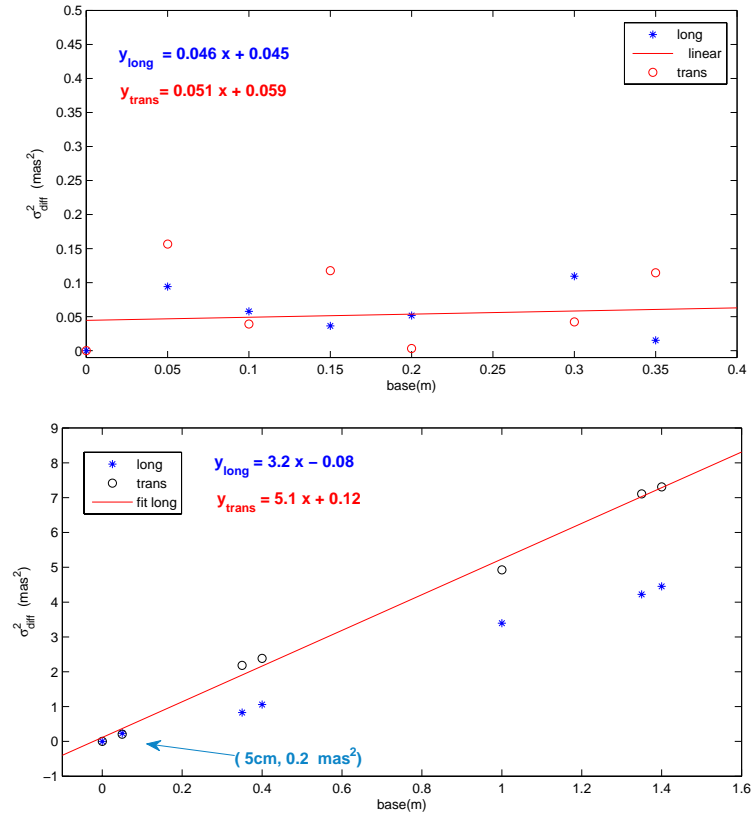


FIGURE 3.14 – Différence des variances entre les voies ($\sigma_{ij}^2 = \sigma_i^2 - \sigma_j^2$) en fonction de la base (B) dans les deux directions avec les deux rails rapprochés. Dans le cas de faible turbulence (en haut), le coefficient de corrélation est < 0.5 . En bas, cas de forte turbulence, le coefficient de corrélation est > 0.9

3.4 Etude expérimentale de la turbulence locale avec LOTUCE

3.4.1 Analyse spatiale du front d'onde

On présente dans cette section l'analyse spectrale des fluctuations d'AA sur les quatre voies dans les deux directions longitudinale et transverse qui correspondent aux positions x , respectivement, y du barycentre. Ici nous avons séparé les blocs d'émission et de réception pour que le front d'onde traverse le plus grand volume de turbulence possible dans la salle, la distance de séparation est dans ce cas là égale à $7m$.

Analyse statistique des fluctuations d'AA sur les quatre voies

Dans nos mesures nous avons choisi de travailler dans deux cas de turbulence. Nous avons d'abord fait des mesures des AA dans le cas de faible turbulence. Pour cela nous avons minimisé les sources de chaleur et la circulation de l'air en fermant les issues de la salle et en gardant la température à l'intérieur constante et homogène. Les sources de vibrations mécaniques ont été aussi très faibles car le bâtiment était totalement vide durant la période de ces mesures. Dans la figure 3.15 on montre les variances mesurées durant $20mn$. Pour ce cas, on a pris une configuration minimale de la base $5cm < B < 35cm$ toujours dans le but de minimiser la turbulence résiduelle. Comme on peut le constater l'énergie de la turbulence est de l'ordre de quelques msec-arc²; cette valeur est faible mais reste supérieure à la valeur du bruit de mesure.

On reprend la même expérience mais en ouvrant cette fois-ci les deux issues de la salle afin de créer une circulation d'air. Les deux portes sont parallèles à la propagation des faisceaux, l'air entrant de l'extérieur arrive donc perpendiculairement sur les faisceaux (direction longitudinale). Les variances mesurées dans ce cas là (figure 3.16) montrent une augmentation de l'énergie de la turbulence. On note aussi que cette énergie est la même dans les deux directions.

Pour se mettre dans des conditions extrêmes de la turbulence locale et pour tester la sensibilité de l'instrument dans le cas où on intègre le

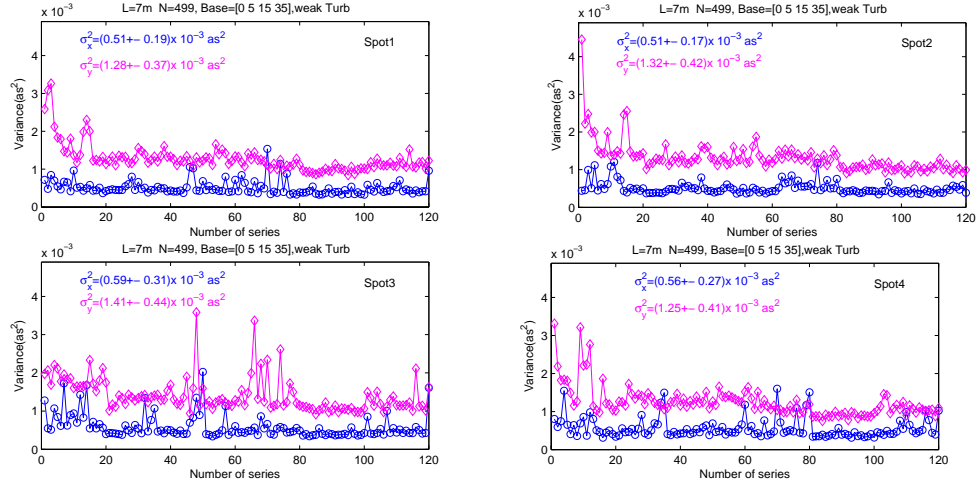


FIGURE 3.15 – Evolution de la variance durant 20mn le 19 Août 2010. ces mesures ont été faites dans des conditions de faible turbulence et les deux blocs émission-réception étaient séparés de 7m.

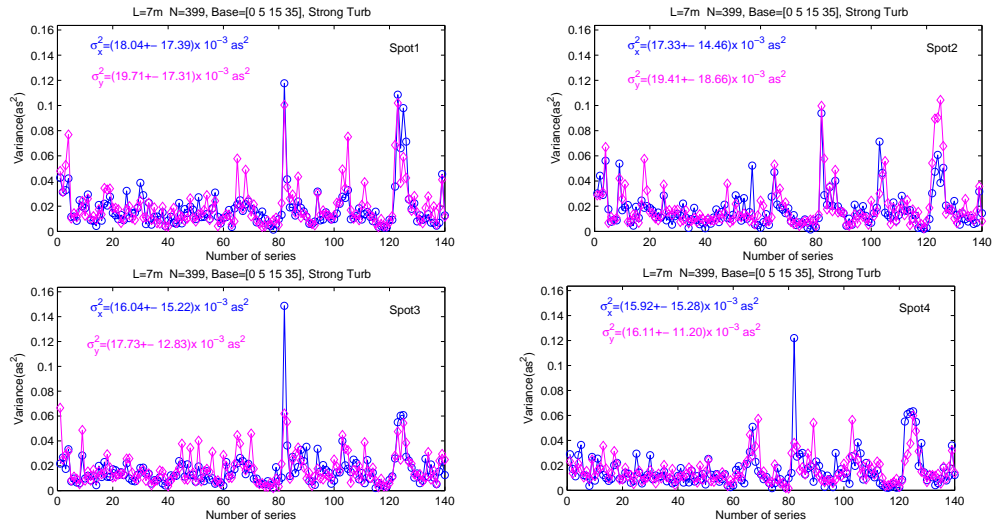


FIGURE 3.16 – Evolution de la variance durant 20mn le 19 Août 2010 avec circulation d'air. Les deux blocs émission-réception étaient séparés de 7m.

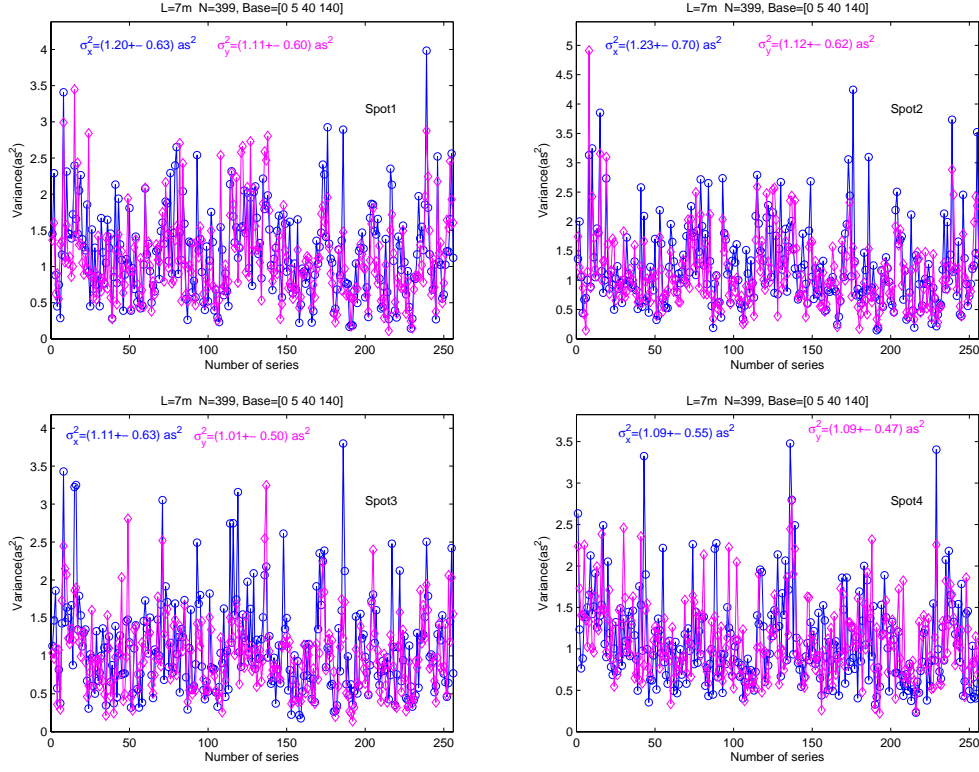


FIGURE 3.17 – Evolution de la variance durant une heure avec les deux blocs séparés et les deux portes ouvertes. Une forte turbulence apparaît à cause du fort gradient de température entre l’extérieur et l’intérieur de la salle à cause du chauffage du bâtiment lorsque les températures ont baissé en 22nov.2010.

maximum d’énergie, on a pris une configuration maximale de la base avec $5\text{cm} < B < 140\text{cm}$. Ensuite on a procédé à de nouvelles mesures le 22 nov.2010. Durant cette période les systèmes de climatisation étaient mis en marche, les vibrations étaient plus importantes à cause des machines et de l’activité du personnel. Le gradient de température entre l’intérieur et l’extérieur de la salle était plus important. La valeur de la turbulence mesurée dans ce cas, comme le montre les variances dans la figure 3.17, est 10^3 plus grande que dans le cas précédent. La turbulence locale dans ce cas extrême est de l’ordre de la seconde d’arc carrée pour les deux directions.

Les histogrammes des fluctuations d’AA présentés dans les figures 3.18 et 3.19 confirment que le phénomène mesuré ici suit une loi de distribution

gaussienne comme dans le cas de l'atmosphère libre. Ce point est très important pour notre analyse car il nous permet de justifier la caractérisation de la turbulence locale avec les grandeurs statistiques comme la variance et la covariance...etc. Dans ce qui suit, nous allons en effet étudier les covariances et les fonctions de structures expérimentales afin de caractériser la turbulence locale.

La turbulence locale, est-elle isotrope ?

La première question qui peut se poser en regardant les résultats des séries de mesures porte sur l'isotropie de la turbulence locale. Sachant que tout le formalisme de la turbulence optique et les modèles classiques la décrivant sont basés sur l'hypothèse que l'énergie de la turbulence est isotrope. Nous devons donc être prudent quant à cet aspect avant de faire une quelconque comparaison ou ajustement des données expérimentales avec les modèles théoriques. Il est impératif de vérifier qu'on a bien une turbulence développée et une même énergie dans les deux directions. Cette condition est souvent vérifiée dans l'atmosphère libre, ce qui n'est pas le cas pour la turbulence dans un milieu fermé. En effet, comme le montre les mesures réalisées dans les conditions de faible turbulence, l'énergie intégrée dans la direction x et y est différente. Dans ce cas on ne peut plus parler des paramètres optiques comme définis par les modèles classiques. Cependant, on peut définir des paramètres équivalents qui seront déduits d'un modèle empirique. Dans la suite nous allons nous concentrer sur le cas où la turbulence locale est isotrope. Nous avons comparé pour cela (figure 3.20) les variances des fluctuations d'AA dans la direction x en fonction de celles mesurées dans la direction y . Pour la série du 22 nov 2010 les valeurs mesurées dans une direction par rapport à l'autre sont corrélées à plus de 70%. On en déduit que l'énergie est isotrope. Toute notre étude sera basée sur cette série de mesures.

Estimation du paramètre de Fried et C_n^2 dans l'hypothèse de Kolmogorov.

Dans cette section nous allons faire une estimation des paramètres optiques tel le paramètre de Fried r_0 et le C_n^2 . Pour cela on considère le modèle de Kolmogorov. La valeur de r_0 est calculée à partir de la variance différentielle entre deux points du front d'onde séparés d'une distance donnée par la

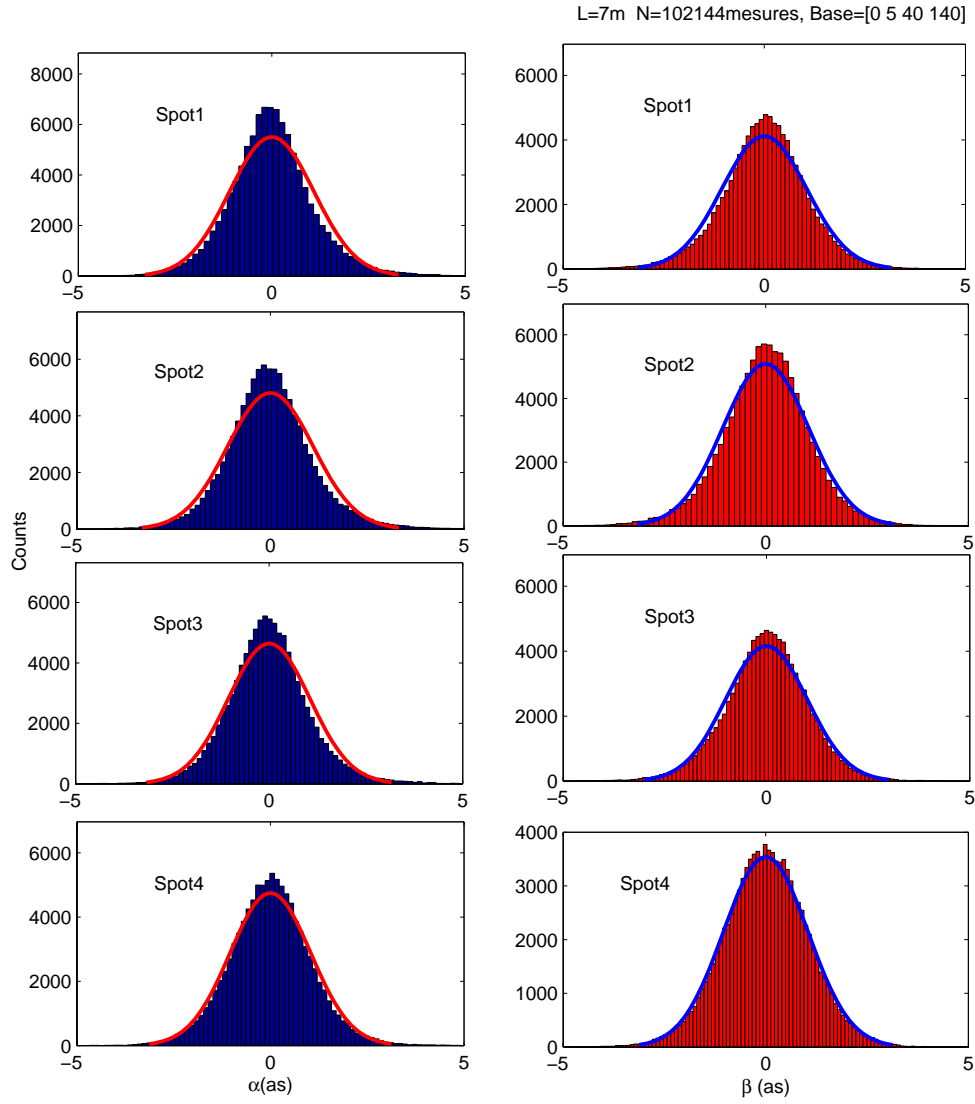


FIGURE 3.18 – Histogrammes des fluctuations d’AA pour chaque voie dans la direction x (α) et la direction y (β) pour les séries de mesures du 22nov.2010 (forte turbulence)

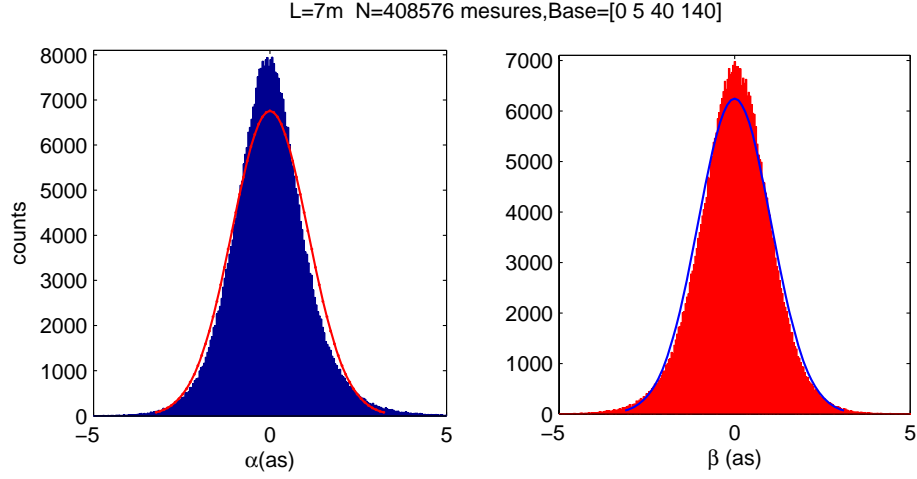


FIGURE 3.19 – Histogrammes des fluctuations d'AA pour toutes les données dans la direction x (α) et la direction y (β) pour les séries de mesures du 22nov.2010 (forte turbulence)

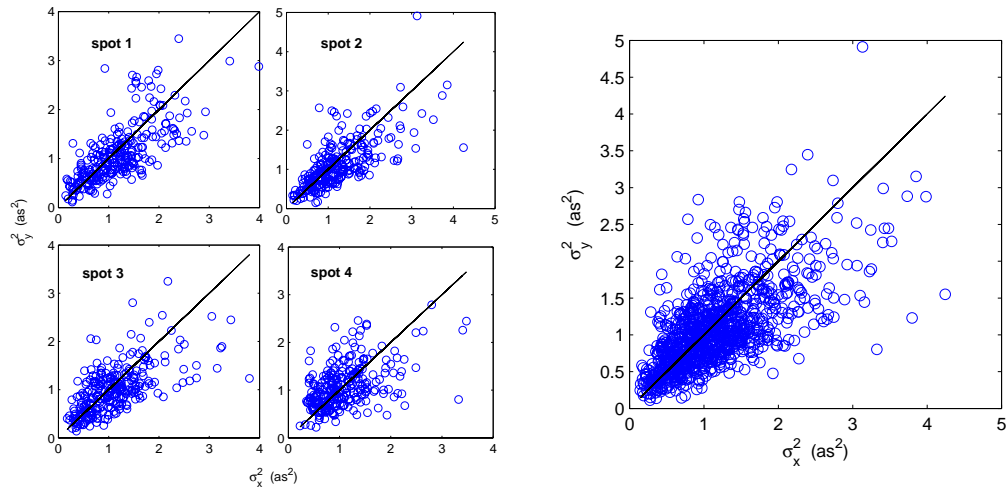


FIGURE 3.20 – Comparaison des variances dans les deux directions x et y pour les quatre voies (à gauche) avec coefficients de corrélation $r > 0.72$ et les mesures totales (à droite) pour les series de mesures du 22Nov.2010 (forte turbulence)

base. Cette méthode est utilisée pour le DIMM et a l'avantage de s'affranchir des effets de vibration de l'instrument mais aussi de l'effet de l'échelle externe de la turbulence (Sarazin & Roddier [85]). On montre dans la figure 3.21 les valeurs de r_0 calculées pour chaque valeur de la base séparant deux points et ceci dans les deux directions longitudinale et transverse. Dans la figure 3.22 on présente les valeurs de r_0 données dans une direction en fonction de l'autre. La valeur correspondante en énergie est donnée par C_n^2 que l'on montre dans la figure 3.23 avec les histogrammes associés. Ces trois figures montrent qu'on a un paramètre de Fried de 5cm en moyenne et un écart type $\sim 2cm$ aussi bien dans la direction longitudinale que transversale. Ceci prouve l'isotropie de la turbulence locale lorsque l'air circule à l'intérieur de la salle. L'énergie correspondante est comparable aux valeurs mesurées à l'extérieur en atmosphère libre.

Estimation de l'échelle externe de la turbulence locale

Le deuxième paramètre d'intérêt dans notre étude est l'échelle externe \mathcal{L}_0 . Différentes méthodes peuvent être utilisées pour la calculer. On peut la déduire de l'équation 3.3 après avoir déterminé le paramètre de Fried. Ce dernier comme on l'a montré, peut être déterminé à partir de la variance différentielle par la méthode du DIMM. Ici \mathcal{L}_0 apparaît comme un facteur de correction de la variance différentielle comparée à la variance absolue.

Elle peut être aussi déterminée à partir de la fonction de covariances des fluctuations d'AA donnée dans l'équation 3.1. La fonction de covariance donnée pour chaque base séparant deux points du front d'onde dépend de la valeur du diamètre de la pupille, de \mathcal{L}_0 et de r_0 . Il suffit de connaître la valeur de la covariance qui correspond à une configuration de base donnée pour en déduire \mathcal{L}_0 . Pour cela on peut faire l'inversion de l'équation 3.1 en utilisant un ajustement aux sens des moindres carrés de la covariance expérimentale avec les covariances théoriques. C'est la méthode utilisée pour le GSM. On montrera dans la section suivante que l'échelle externe peut aussi être déterminée à partir des spectres temporels des AA.

Ici nous allons définir une méthode qui permet d'estimer l'échelle externe indépendamment du paramètre de Fried et qui peut être généralisée à tous les modèles de turbulence utilisés. On considère pour cela la fonction de covariance donnée dans l'équation 3.1. Connaissant B et D, il est difficile de sortir la valeur de \mathcal{L}_0 de cette relation. Il s'agit là d'une équation non linéaire qui n'a pas de solution analytique. Il existe toutefois des solutions numériques en considérant des cas particuliers des valeurs de D et \mathcal{L}_0 . La normalisation de la fonction de covariance (équation 3.1) par la variance (équation 3.2) est une relation indépendante du paramètre de Fried et de la longueur d'onde λ .

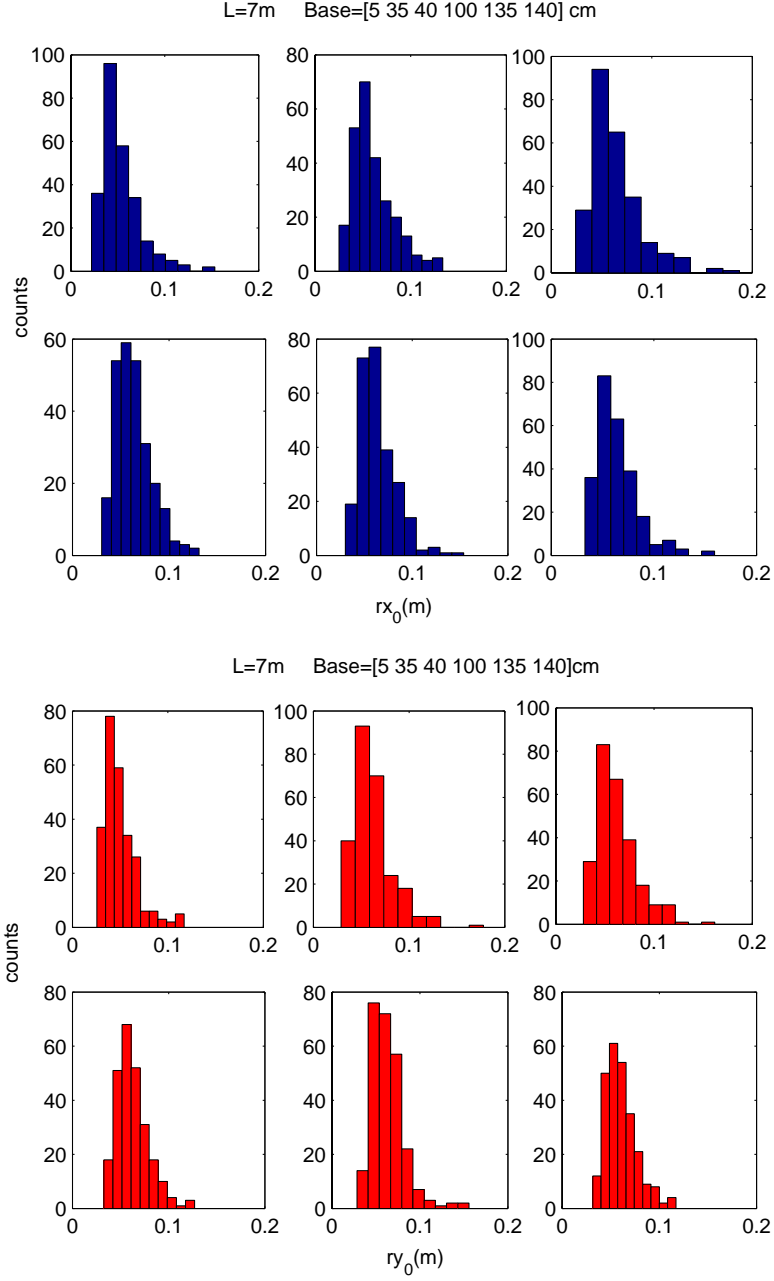


FIGURE 3.21 – Histogrammes du paramètre Fried r_0 pour $\lambda = 0.633\mu m$ mesuré pour les six bases dans la direction x (en haut), y (en bas) pour les series du 22Nov.2010 (forte turbulence)

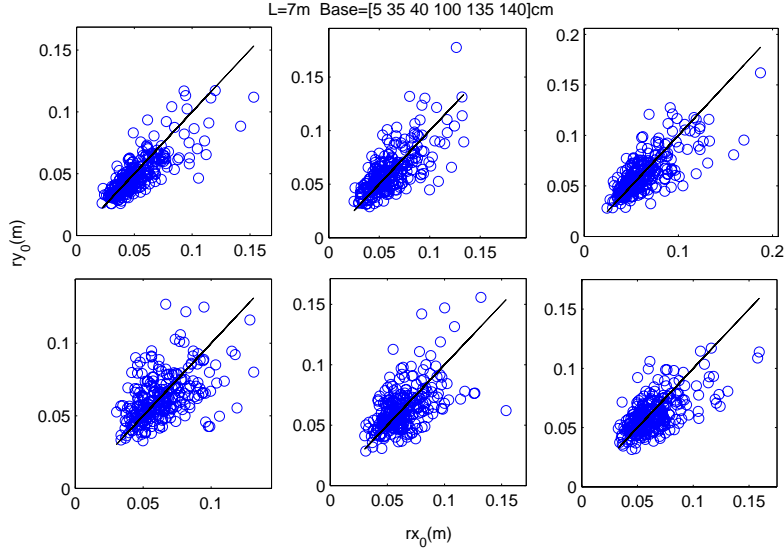


FIGURE 3.22 – Comparaison entre r_0 dans la direction x en fonction de sa valeur dans la direction y pour chaque base et pour les séries du 22Nov.2010 (forte turbulence), les coefficients de corrélation $r > 0.69$

Elle est donnée pour les différents modèles par

$$\Gamma_{\alpha}(B, D, L_0) = \frac{\int f^3 W_{\phi}(f, L_0) [J_0(2\pi f B) - J_2(2\pi f B)] \left[\frac{2J_1(\pi f D)}{\pi f D} \right]^2 df}{\int f^3 W_{\phi}(f, L_0) \left[\frac{2J_1(\pi f D)}{\pi f D} \right]^2 df} \quad (3.11)$$

Comme pour la covariance elle dépend de B, D et \mathcal{L}_0 . Cependant, l'intégrale de la covariance normalisée sur toutes les bases (figure 3.24) nous donne une grandeur qui ne dépend que de \mathcal{L}_0 pour un D donné. On s'est donc intéressé à voir la variation de cette intégrale en fonction de la valeur de \mathcal{L}_0 pour les différents modèles.

On calcule l'intégrale de la valeur absolue de la fonction de covariance normalisée pour différentes valeurs de \mathcal{L}_0 et D qu'on note pour la suite L_{alpha} puisque il s'agit d'une grandeur ayant la dimension d'une longueur.

$$L_{alpha}(D, \mathcal{L}_0) = \int |\Gamma_{\alpha}(B, D, \mathcal{L}_0)| dB \quad (3.12)$$

$$L_{alpha}(D, \mathcal{L}_0) = a_{model} \mathcal{L}_0^{3/5} D^{2/5} \quad (3.13)$$

On obtient, comme montré sur la figure 3.25, une relation simple en loi de puissance de 3/5 de \mathcal{L}_0 et de 2/5 de D pour tous les modèles (équation

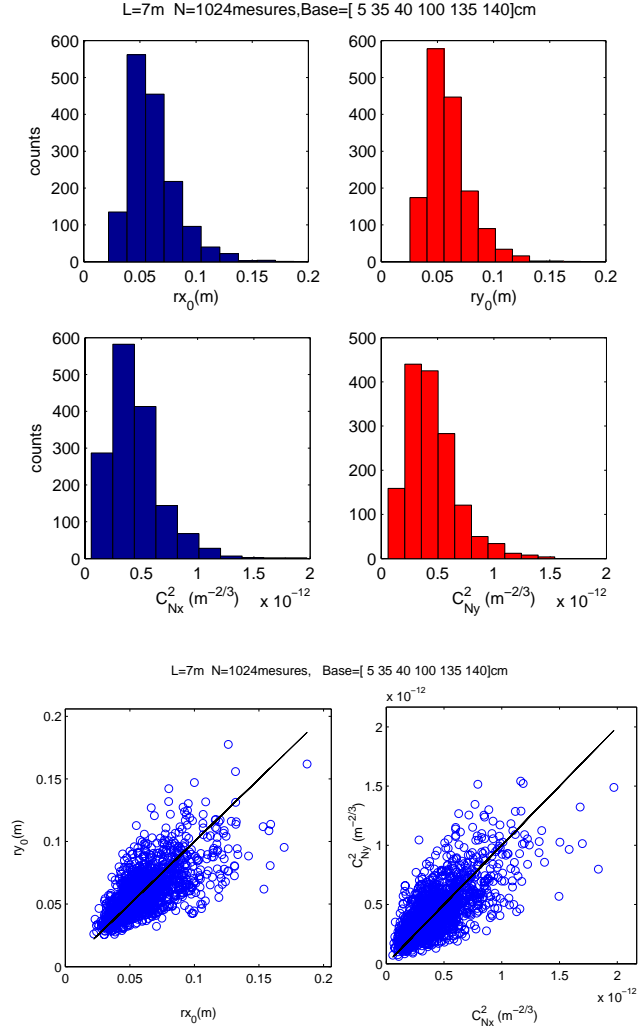


FIGURE 3.23 – Histogrammes de r_0 et de C_n^2 pour $\lambda = 0.633\mu m$ mesurés pour toutes les données dans les deux directions x et y (en haut). En bas, on donne les comparaisons entre les mesures dans les deux directions pour les séries du 22Nov.2010 (forte turbulence)

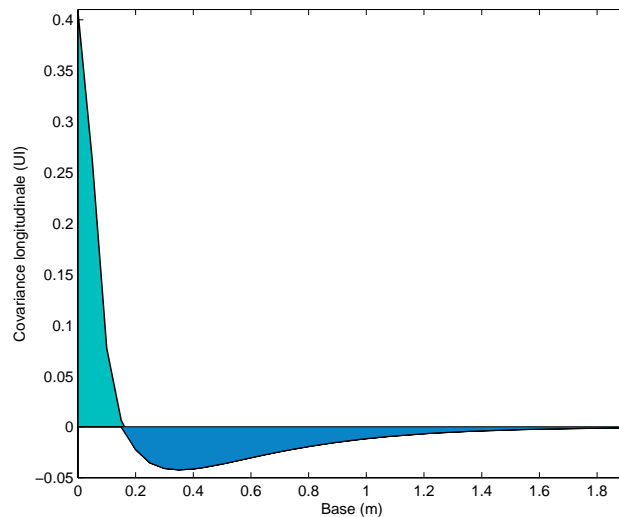


FIGURE 3.24 – Méthode d'estimation de l'échelle externe par l'intégrale de la fonction de covariance normalisée.

3.13). Cette relation n'est valable que pour les petites pupilles où $D \ll \mathcal{L}_0$. Cela correspond dans notre étude aux valeurs de l'échelle externe allant de 1 à 40m. On estime que la valeur maximale de l'échelle externe dans une coupole de la taille de l'E-ELT serait de cet ordre là. Un calcul numérique de cette grandeur en fonction de D et \mathcal{L}_0 nous permet de déterminer le coefficient adimensionnel d'ajustement noté a_{model} (figure 3.26) avec un écart type $\sigma \leq 2\%$ pour $D < 20cm$ et $\sigma \leq 0.1\%$ pour $D < 10cm$. Ceci représente une bonne approximation des modèles.

Modèle	a_{model}
Exponentiel	$a_{Ex} = 0.280$
von Karman	$a_{vK} = 0.185$
Greenwood Tarazano	$a_{GT} = 0.145$

L'avantage de cette méthode est la possibilité de déterminer en temps réel la valeur de \mathcal{L}_0 à partir de la courbe expérimentale de la covariance. Cette méthode est donc meilleure en terme de temps de calcul et de précision comparée à la méthode d'ajustement au sens des moindres carrés. En effet la fonction de covariance expérimentale est échantillonnée sur le nombre de bases qui est souvent faible dans ce type d'expériences ($B \leq 10$). Donc l'erreur sur la valeur trouvée est inversement proportionnelle au nombre de points expérimentaux ; elle sera de l'ordre de ($1/B \geq 10\%$) dans notre cas.

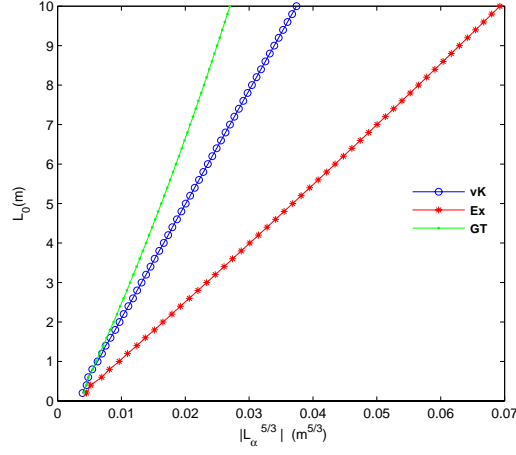


FIGURE 3.25 – Variation de la covariance normalisée intégrée sur toutes les bases $L_{alpha}(D, \mathcal{L}_0)$ en fonction de \mathcal{L}_0 pour les différents modèles.

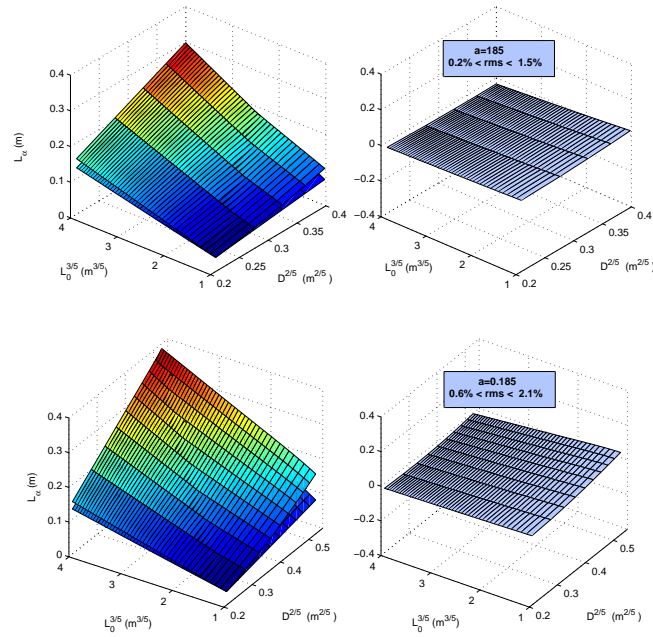


FIGURE 3.26 – $L_{alpha}(D, \mathcal{L}_0)$ calculée à partir de la formule analytique et l'ajustement par la formule empirique pour $D < 20cm$ (haut) et $D < 10cm$ (en bas).

Or la méthode que l'on propose nous donne une valeur de \mathcal{L}_0 calculée sur l'ensemble des points de la fonction d'ajustement et ce quel que soit le modèle utilisé.

Estimation de l'échelle externe à partir des covariances expérimentales

Dans la figure 3.27, on montre la forme que peut avoir une fonction de covariance expérimentale. Il est difficile de trouver un ajustement au sens des moindres carrés par les modèles théoriques. Pour déterminer l'échelle externe à partir de la courbe expérimentale, nous avons donc choisi d'utiliser l'équation 3.13. Ainsi on calcule l'intégrale de la courbe expérimentale en utilisant une fonction d'interpolation "cubique" dans notre exemple. Cependant pour déterminer le coefficient a_{model} nous avons fait un ajustement de la covariance expérimentale moyennée sur un grand nombre de mesures avec les trois modèles connus et constaté celui qui se rapproche le plus de notre courbe expérimentale. On trouve que le modèle de von Karman est celui qui ajuste au mieux les données expérimentales (figure 3.28). A partir de là, on définit le coefficient a_{local} qui nous donne en moyenne les mêmes valeurs de \mathcal{L}_0 obtenues par le modèle de von Karman. Il est donc important de choisir le bon modèle d'ajustement. On considère que le coefficient défini ici $a_{local} = 0,577$ est le paramètre caractéristique de la turbulence locale dans notre expérience. Il peut cependant être recalculé pour d'autres conditions de turbulence locale de la même façon. On obtient à partir de cette méthode la courbe de variation de \mathcal{L}_0 en fonction du temps (figure 3.29).

3.4.2 Analyse spectrale de la turbulence locale

Dans les sections précédentes nous avons parlé des propriétés spatiales de la turbulence locale. Ici nous allons aborder l'aspect temporel de la turbulence. On montre dans la figure 3.30 la densité spectrale théorique des fluctuations des AA donnée dans le modèle de von Karman (Avila 1997 [5], Conan 1995 [24]) par

$$W_\alpha(f) = 0.0228\lambda^2 r_0^{-5/3} \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} dq \left(\frac{f}{V}\right)^2 \left[\left(\frac{f}{V}\right)^2 + q^2 + \frac{1}{L_0^2}\right]^{-11/6} \left[\frac{2J_1(\pi D[\sqrt{(\frac{f}{V})^2 + q^2}])}{\pi D[\sqrt{(\frac{f}{V})^2 + q^2}]}\right]^2 \quad (3.14)$$

les valeurs de r_0 , D et de \mathcal{L}_0 sont celles obtenues par les mesures expérimentales avec LOTUCE.

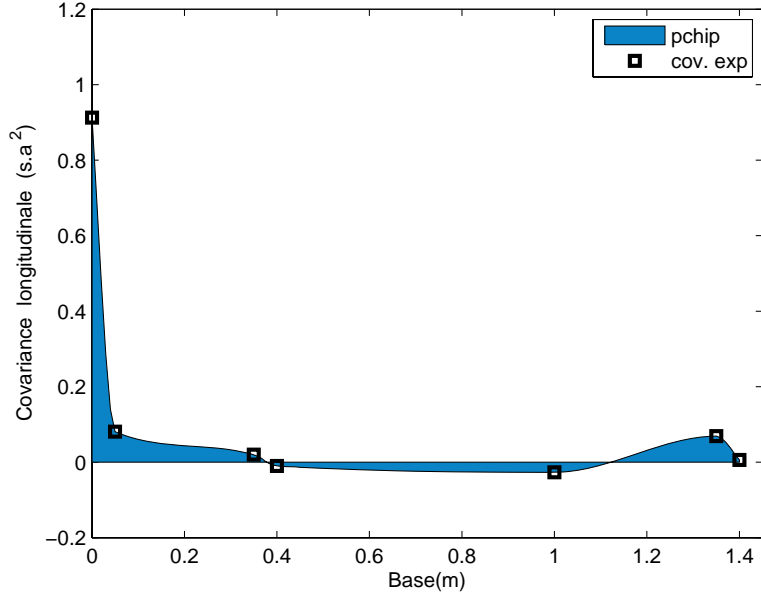


FIGURE 3.27 – L'aire sous la courbe de la covariance expérimentale délimitée par la fonction d'interpolation

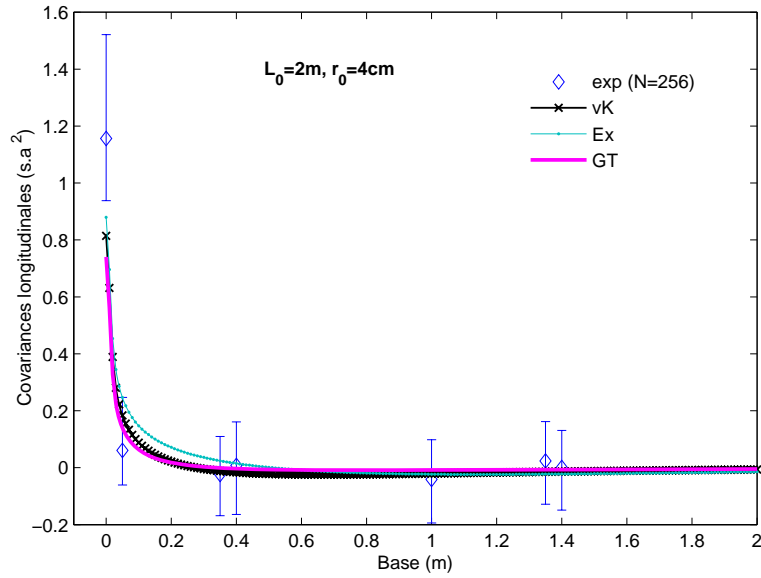


FIGURE 3.28 – La covariance expérimentale moyennée sur 256 mesures et l'ajustement par les covariances théoriques avec $\mathcal{L}_0 = 2m$ et $r_0 = 4cm$.

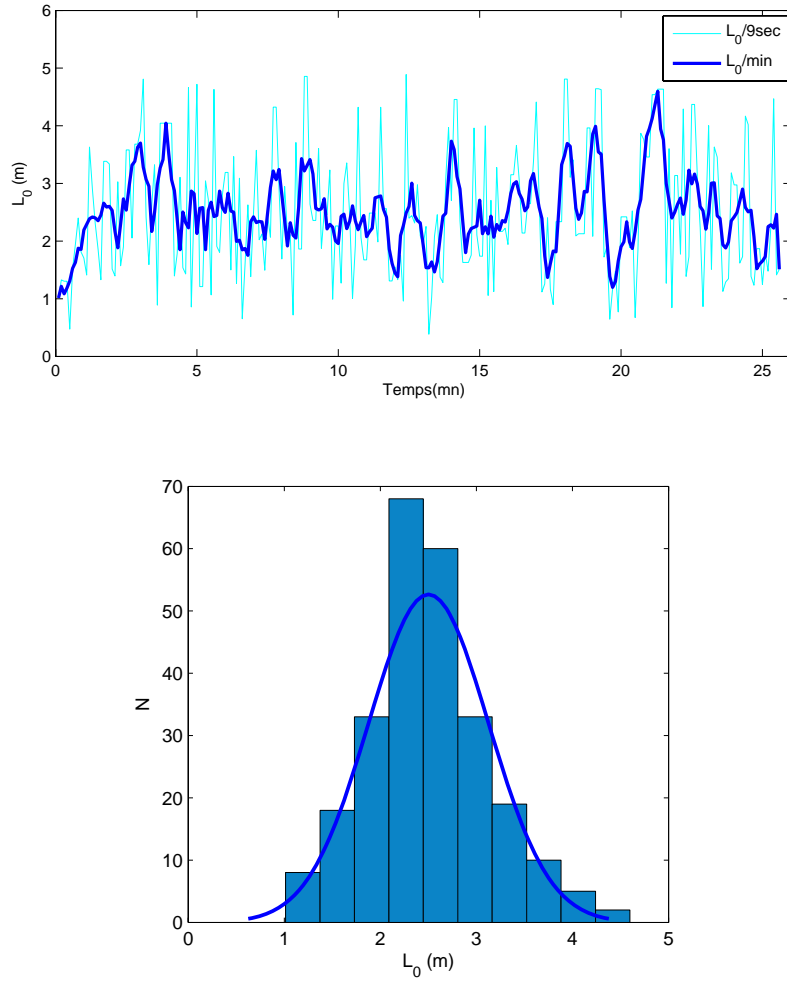


FIGURE 3.29 – Mesure de \mathcal{L}_0 par l'expérience LOTUCE au laboratoire mesurées toutes les 9 secondes en bleu et les valeurs moyennées toutes les minutes en noir (en haut). L'histogramme correspondant (en bas) pour les séries de mesures du 22 nov.2010 (forte turbulence). La valeur moyenne est $\mathcal{L}_0 = 2,4m$ et $\Delta\mathcal{L}_0 = 1,3m$

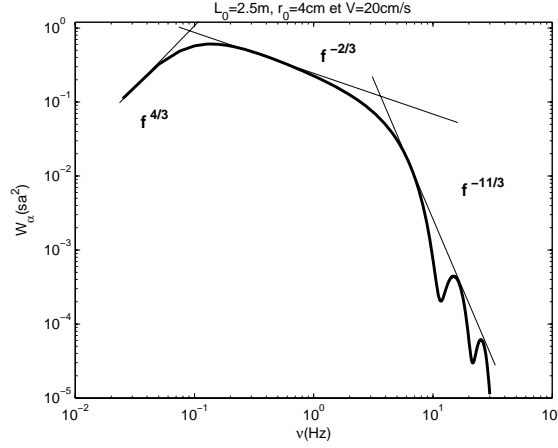


FIGURE 3.30 – $f_c = 3.5Hz$ pour le spectre de von Karman. Cela correspond à $V = 20cm/s$

Densité spectrale des fluctuations d'AA

Dans la figure 3.30 on présente l'ajustement en loi de puissance des spectres temporels théoriques des fluctuations d'AA où on note un changement de régime. Ceci a été déjà abordé par Tango (1980) [93] dans le cas de la turbulence en atmosphère libre. On montre que le spectre de fluctuations d'AA suit une loi de puissance en $f^{4/3}$ aux très basses fréquences puis en $f^{-2/3}$ pour les fréquences intermédiaires ensuite la décroissance devient plus rapide en $f^{-11/3}$ pour les hautes fréquences à cause du filtrage de la pupille D . Il a été établi que le passage du premier au deuxième régime est dû à l'effet de l'échelle externe (Avila [5]). En considérant que la turbulence est figée (hypothèse de Taylor), la fréquence de coupure marquant ce changement de régime est liée à l'échelle externe et à la vitesse du vent V par l'équation 3.14. Cependant le passage du deuxième régime au troisième permet de déterminer cette vitesse (Conan [24]) en utilisant les relations

$$f_c^1 \sim V/\mathcal{L}_0 \quad (3.15)$$

$$f_c^2 = 0.34V/D \quad (3.16)$$

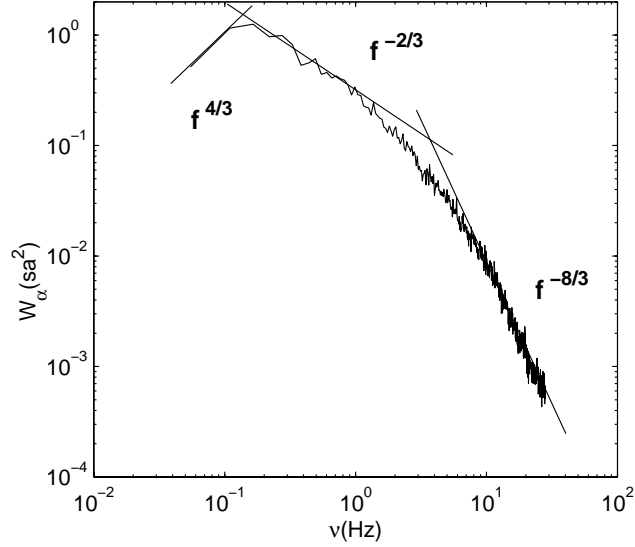


FIGURE 3.31 – Densité spectrale expérimentale des fluctuations d’AA. La fréquence de coupure $f_c = 3.5\text{Hz}$ correspond à $V = 20\text{cm/s}$.

Comparaison du spectre expérimental avec le spectre théorique

Dans la figure 3.31, on donne le spectre temporel des AA mesurés expérimentalement. On remarque que le spectre suit la même loi de puissance $4/3$ à très basse fréquences puis $-2/3$ comme dans le cas du spectre de von Karman calculé pour les mêmes valeurs de \mathcal{L}_0, r_0 . La partie hautes fréquences du spectre décroît en $f^{-8/3}$ pour les valeurs expérimentales et en $f^{-11/3}$ pour le spectre théorique de von Karman. Clifford [21] trouva, en mesurant la différence de la phase entre deux points, les deux régimes $f^{-2/3}$ et $f^{-8/3}$ pour son spectre temporel. Quand au changement de régime, il a lieu à la même fréquence de coupure pour les deux spectres. On vérifie ici que la vitesse du vent est obtenue par l’équation 3.16 où on obtient une vitesse de l’ordre de 20cm/s . En remplaçant dans l’équation 3.15 on obtient une valeur de $\mathcal{L}_0 = 1.7\text{m}$ qui reste cohérente avec la valeur moyenne mesurée avec la méthode proposée dans le paragraphe précédent. L’analyse des interspectres nous permet aussi de déterminer l’échelle externe en fonction de la base séparant chaque paire de voies. Ils sont donnés dans la figure 3.32. On note que les interspectres suivent la même loi de puissance pour toutes les bases de notre configuration.

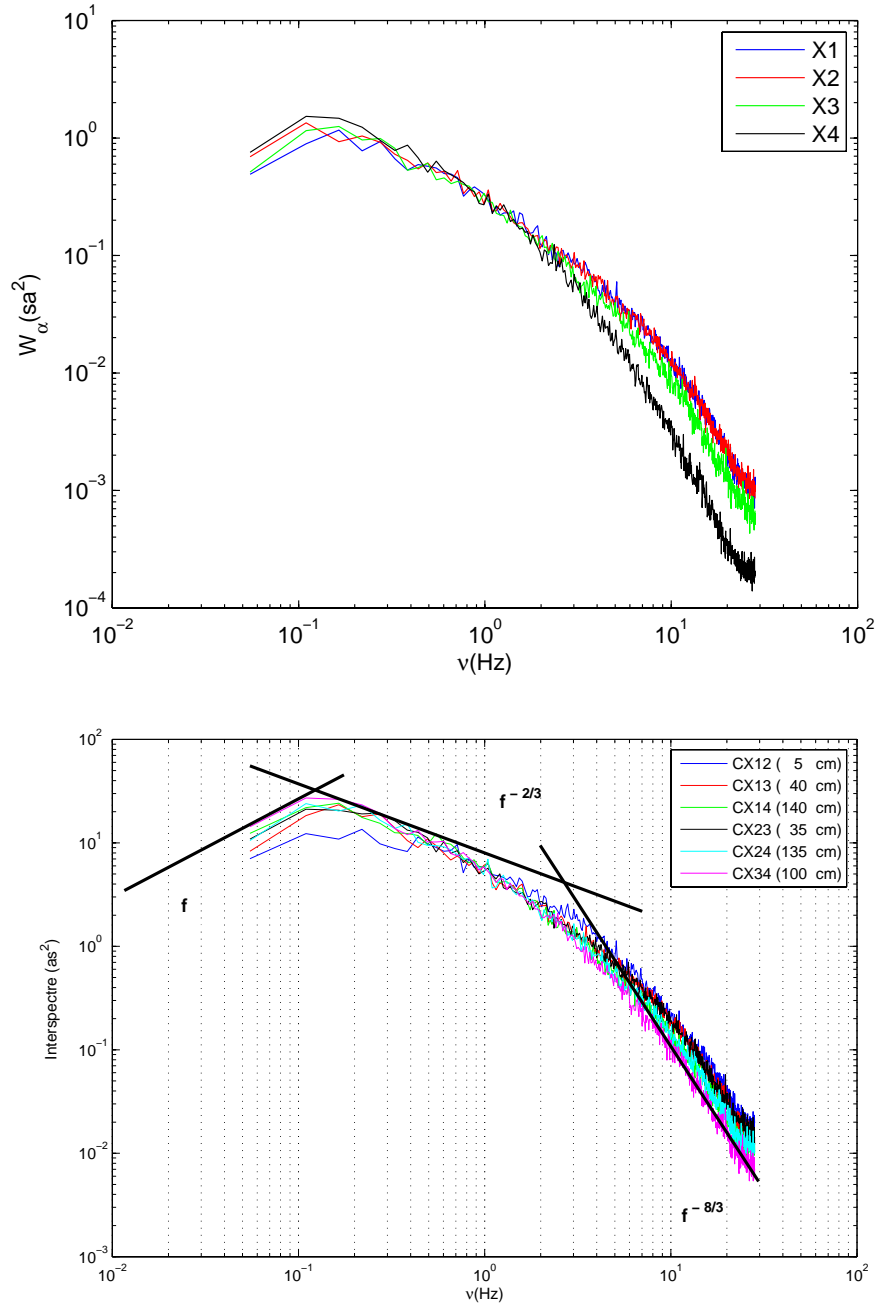


FIGURE 3.32 – Densité spectrale des fluctuations d'AA longitudinale moyennée sur 255 séries d'acquisition le 22 Nov.2010 pour les quatre voies (en haut). L'interspectre des AA pour les six bases (en bas). Les fréquences de coupure correspondant aux changements de régime sont $f_c^1 = 0.11Hz$, $f_c^2 = 3.5Hz$.

3.4.3 Premières mesures avec LOTUCE à l'intérieur d'une coupole à La Silla (Chili)

Après avoir validé les tests de calibration de LOTUCE, l'étape suivante a été sa mise en place à l'intérieur d'une coupole à l'observatoire de La Silla qui se trouve au nord du Chili à 2400m d'altitude. Ceci permet de suivre le comportement du front d'onde dans des conditions d'observation réelles. La coupole qui mesure 10 mètres de hauteur abrite un télescope de 1,5m de diamètre. Cette coupole est située sur un bâtiment de 12m de hauteur (voir figure 3.33). LOTUCE a été placé à côté du télescope de sorte à voir la même turbulence que ce dernier. Une première campagne de mesures dédiée aux tests d'installation et à la calibration a été effectuée en août 2011. Les prochaines missions seront dédiées à la mesure du paramètre de Fried et de l'échelle externe caractérisant la coupole. Une inter-comparaison est envisagée avec l'instrument LuSci.

Conclusion et perspectives

En vue d'une meilleure compréhension des conditions d'observation liées à l'environnement d'un télescope on a présenté l'expérience LOTUCE. Cette expérience a montré pour les premières étapes de tests au laboratoire des résultats intéressants par rapport à l'énergie de la turbulence locale, son isotropie et son comportement par comparaison avec les modèles classiques de la turbulence optique. En effet, il apparaît que l'énergie de turbulence reste comparable avec la valeur que nous mesurons habituellement à l'extérieur de la coupole. Ce qui représente une grande énergie si l'on compare le trajet traversé par le front d'onde dans les deux cas. D'une autre façon, le front d'onde subirait autant d'énergie turbulente en traversant toute l'atmosphère qu'en traversant le milieu turbulent à l'intérieur de la coupole. Ceci bien entendu, a besoin d'être validé avec de longues séries de mesures dans des conditions identiques à celles qu'on a durant les observations. Ceci est aussi valable pour la modélisation de cette turbulence, car les tests ont montré que les formalismes classiques ne peuvent pas être utilisés tout le temps pour la décrire. Par conséquent, les paramètres de turbulence classiques deviendraient caduques. Toutefois, il est possible d'utiliser des paramètres équivalents associés à des modèles qui tendent vers les modèles de turbulence connus lorsque l'effet de la coupole tend vers zéro. La simplicité du concept théorique et instrumental de l'expérience LOTUCE nous laisse optimiste quant à la concrétisation d'une telle étude. Cette dernière se fera pour une première étape dans une coupole non opérationnelle. Dans une prochaine étape, il est envisagé de faire l'étude dans une coupole opérationnelle. Ceci nous rapprochera mieux des conditions



FIGURE 3.33 – Installation et test de LOTUCE à La Silla au Chili en août 2011 à l'intérieur d'une coupole de 10m de hauteur et 10m de diamètre. La coupole abrite un télescope de 1.5m

réelles d'observation et nous permettra de faire la comparaison avec les valeurs de la turbulence globale qui seront déduites sur des images au foyer du télescope.

Chapitre 4

Etude temporelle de la turbulence optique

L'évolution temporelle de la turbulence optique est un aspect très important dans l'observation en haute résolution angulaire. En effet la connaissance de la variation temporelle de la déformation du front d'onde arrivant au sol permet d'optimiser les systèmes de compensation de l'optique adaptative ainsi que les lignes à retard en interférométrie. Les différentes études menées sur le sujet ont permis de déterminer des temps caractéristiques de la turbulence optique qui s'avèrent très utiles dans la pratique. Ils correspondent pour la plupart au temps pour le quel la grandeur mesurée comme la phase, les AA ou l'amplitude de l'onde reste cohérente [78][79][2] [61] [24] [110] [86] [95] et [54]. Le temps de cohérence permet de connaître le bon échantillonnage temporel des mesures à effectuer ainsi que le maximum de temps d'exposition que l'on peut prendre sans perdre de résolution spatiale des images. La définition du temps de cohérence est basée sur l'hypothèse que la variation intrinsèque de la turbulence dans une couche est figée. Cette couche se déplace avec une vitesse \vec{V} . C'est l'hypothèse de Taylor. On peut ainsi passer d'une analyse spatiale à une analyse temporelle en remplaçant simplement dans les expressions le vecteur déplacement \vec{r} par $\vec{V}t$. Une conséquence directe de ça, c'est la possibilité de prédire les déformations du front d'onde à une position $\vec{r}' = \vec{r} + \vec{V}\Delta t$ dans le ciel connaissant sa déformation au point \vec{r} . Ceci revient à dire que la turbulence entre les deux points n'a subi qu'une translation horizontale avec une vitesse \vec{V} . Dans le cas des interféromètres à longue base et les grands télescopes, la couche turbulente se déplace sur une grande distance lors de son passage au dessus d'une pupille ou le long d'une base de l'interféromètre, il est donc important de prédire l'évolution de la turbulence sur cette distance pour pouvoir la compenser en

temps réel. On rappelle que les modèles utilisés ici sont définis dans le domaine inertiel ; celui-ci est limité par l'échelle externe que l'on considère finie et l'échelle interne qui sera négligée dans notre analyse. Aussi on considérera que la variation du log amplitude est négligeable devant celle de la phase : c'est l'approximation du champ proche. Le principe de GSM comme pour la plupart des techniques d'observation en HRA est basé là dessus.

Contrairement aux autres paramètres caractéristiques de la turbulence optique, le temps de cohérence a plusieurs définitions. Par conséquent, ses valeurs caractéristiques diffèrent selon la méthode et les observables mesurées. En effet, la mesure expérimentale de ce paramètre avec différents instruments présentés dans l'article du chapitre 2 le montre bien. De ce fait, il est intéressant de voir si on peut établir une relation entre les différents temps de cohérence. Cela permettrait par exemple de déduire sa valeur ou un ordre de grandeur pour un système d'OA ou un interféromètre à partir de valeurs données par un autre instrument indépendant. On y gagnera considérablement dans l'optimisation des systèmes de compensation et des lignes à retard.

Dans ce chapitre, je présente l'article résumant une étude temporelle de la turbulence optique dans le cas de GSM qui peut être étendue à toutes les techniques basées sur la mesure d'AA de type Shack-Hartmann. Des mesures expérimentales du temps de cohérence obtenues lors de campagnes d'observation sur les principaux sites à travers le monde sont présentées. Dans la deuxième partie de ce chapitre, une analyse par simulation numérique est également présentée pour valider les méthodes adoptées dans l'étude temporelle de la turbulence optique et ce dans le cas monocouche et multicouche.

4.1 Caractérisation temporelle de la turbulence atmosphérique avec GSM

Article soumis à Journal of Optics : Pure & App.Opt. en octobre 2011

Le comportement temporel de la turbulence atmosphérique a été analysé par la mesure des fluctuations des Angles d'Arrivée. L'évolution temporelle des paramètres optiques atmosphériques principaux a été étudiée afin d'estimer leur stabilité. Ces paramètres sont nécessaires pour l'optimisation des techniques de haute résolution angulaire. Une nouvelle méthode d'estimation du temps de cohérence τ_0 avec l'instrument GSM est présentée ainsi que les mesures obtenues dans les principaux sites de la planète tels que La Silla, Cerro Pachon, Paranal, San Pedro Mártir, Mt Palomar, Mauna Kea, La Palma, Oukaïmeden et Maydanak.

Temporal characterization of the atmospheric turbulence with the GSM instrument

A. Ziad ¹, J. Borgnino ¹, W. Dali Ali ¹, A. Berdja ¹, J. Maire ²
and F. Martin ¹

¹ UMR 6525 H. Fizeau, Université de Nice Sophia-Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, Parc Valrose 06108, Nice, France

² Centre de Recherche en Astrophysique du Québec, Département de Physique, Université de Montréal C.P. 6128, Qc, H3C 3J7, Montréal, Canada

E-mail: ziad@unice.fr

Abstract. The temporal behavior of the atmospheric turbulence has been analyzed by means of the Angle-of-Arrival (AA) fluctuation measurements. The temporal evolution of the main atmospheric optical parameters (AOP) have been studied in order to carry out their stability. This is of interest because these AOP are necessary for the optimization of high angular resolution techniques. A new method of the coherence time τ_0 monitoring with the Generalized Seeing Monitor (GSM) is presented and the measurements obtained at the all major sites over the world are presented (La Silla, Cerro Pachon, Paranal, San Pedro Mártir, Mt Palomar, Mauna Kea, La Palma, Oukaïmeden, Maydanak).

1. Introduction

The atmospheric turbulence on the wavefronts reduces severely the resolution of ground-based astronomical observations. Different techniques have been developed to achieve the diffraction limited resolution of observing instruments, namely long baseline interferometry (LBI) and adaptive optics (AO). But the performance of these High Angular Resolution (HAR) methods requires a better understanding of the behavior of wavefronts perturbed by the atmospheric turbulence, more exactly a better knowledge of atmospheric optical parameters (AOP) which allow to model these effects. It is well known that the performance of AO and LBI systems depends upon the seeing conditions, the outer scale \mathcal{L}_0 , the isoplanatic angle θ_0 and the wavefront coherence time τ_0 . The knowledge of these parameters is also important for the future Extremely Large Telescope specifications. Indeed, the Fried parameter r_0 and \mathcal{L}_0 are critical for the deformable mirror in terms of the number of actuators and the required stroke. In addition, the choice of the AO reference star must take into account the constraints related to the isoplanatic angle. Finally the knowledge of the wavefront coherence time τ_0 is of interest to optimize the HAR techniques detector exposure time. Indeed, a compromise must be found between the flux, as a function of increasing exposure time, and the degradation of the image quality. Short τ_0 limits the magnitude of reference star. In addition, the coherence time plays an important role for the optimization of the wavefront correction in the AO systems by choosing the right correction frequency which has to be large enough in regards of τ_0 characterizing the wavefront temporal changing. Different techniques have been used for the estimation of the coherence time based on different measured quantities as wavefront phase, Angle-of-Arrival, scintillation, etc. [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9]. But it is difficult to have analytical relations between the coherence times corresponding to these different observables.

On the other hand, the control of HAR techniques optimization requires also the knowledge of the temporal evolution of the AOP. This temporal characterization allows to answer different issues relatively to the observations optimization. Indeed, the isoplanatic angle characteristic time informs on the duration of a reference star validity. The Point Spread Function (PSF) measured on a reference star remains valid for times lower than seeing characteristic time [10]. In addition, the measured tip/tilt is conditioned by the outer scale characteristic time. This temporal characterization is only possible with a monitoring of the AOP. The only instrument allowing a continuous AOP monitoring is the GSM. This instrument and the related data reduction procedures are succinctly described in section 3. Unlike the DIMM monitor [13], the Generalized Seeing Monitor measures Angle-of-Arrival (AA) fluctuations with a tight and regular sampling (5ms) which lead to the estimation the related AA coherence time [6]. A new method of the coherence time τ_0 monitoring with the GSM is presented and the measurements obtained at all major sites over the world: La Silla, Cerro Pachon & Paranal (Chile), Mt Palomar & Mauna Kea (USA), La Palma (Spain), San Pedro Mártir (Mexico), Oukaïmeden (Morocco) and Maydanak (Uzbekistan), are presented and discussed in

section 4. The results of the AOP temporal evolution is analyzed in section 6 on the basis of the results obtained during the La Silla campaign in September 1997. Finally, in section 7, the conclusions of this study are given.

2. Wavefront coherence time

Estimation of the coherence time depends deeply on the measured quantity. Indeed, this parameter, as it will be shown in this section, is different when its estimation is based on phase or AA fluctuations. These quantities are related by a spatial first derivative and therefore the measurement direction in the case of AA is crucial. In this section we want to point out the difference of the coherence time deduced from the phase relevant for interferometry and the one deduced from AA quantities measured with the Shack-Hartmann of an AO system.

The direct and easy way for this study is to calculate the temporal correlation of these quantities. Indeed, a direct comparison of these correlation functions in the same turbulence conditions will be very efficient to study the coherence time effects on the HAR techniques. The temporal covariance Γ_φ for the phase fluctuations separated by a time τ is

$$\Gamma_\varphi(\vec{r}, \tau) = \langle \varphi(\vec{r}, t) \varphi(\vec{r}, t + \tau) \rangle \quad (1)$$

Assuming Taylor hypothesis where the wavefront propagates without deformation with a velocity \vec{v} , one can write

$$\Gamma_\varphi(\vec{r}, \tau) = \langle \varphi(\vec{r} - \vec{v}\tau, t) \varphi(\vec{r}, t) \rangle = C_\varphi(\vec{v}\tau) \quad (2)$$

where C_φ indicates the spatial covariance of phase fluctuations. This may be obtained using polar coordinates from the Fourier Transform of the phase spectrum W_φ [11],

$$C_\varphi(v\tau) = 2\pi \int_0^{+\infty} df f W_\varphi(f) J_0(2\pi f v\tau) \left[\frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2 \quad (3)$$

where f is the modulus of the spatial frequency and D the telescope diameter. J_0 and J_1 are Bessel functions. One can remark that the direction of the baseline has no effect because the wavefront phase fluctuations are isotropic.

The wavefront phase structure function is related to the phase covariance and variance by [1]:

$$D_\varphi(v\tau) = 2[C_\varphi(0) - C_\varphi(v\tau)] \quad (4)$$

In the case of Kolmogorov model and if one neglects the telescope spatial filtering, integrating equation 3 gives the well-known expression,

$$D_\varphi(v\tau) = 6.88(v\tau/r_0)^{5/3} \quad (5)$$

where r_0 represents the Fried parameter.

Different definitions of the coherence time τ_0 are given in the literature depending on the observation technique [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9]. The most known and used expression is the Roddier's one, which is deduced from the temporal correlation of the phase of the complex amplitude [2]. In the case of AO and LBI, its expression is given from equation 5 where the phase structure function integrated over the whole atmosphere is equal to 1 rad^2 and then:

$$\tau_0 = 0.31 \frac{r_0}{\bar{v}} \quad (6)$$

where \bar{v} indicates an average wind speed defined as

$$\bar{v} = \left[\frac{\int dh |\vec{v}(h)|^{5/3} C_N^2(h)}{\int dh C_N^2(h)} \right]^{3/5} \quad (7)$$

where $C_N^2(h)$ and $v(h)$ represent respectively the refractive index structure constant and wind speed at an altitude h .

Using the same reasoning developed above for AA fluctuations, which are related to the wavefront phase by a spatial first derivative, the temporal covariance in this case depends on the AA spatial covariance given by [12],

$$C_\alpha(v\tau, \gamma) = \pi \lambda^2 \int_0^{+\infty} df f^3 W_\varphi(f) [J_0(2\pi f v \tau) - \cos(2\gamma) J_2(2\pi f v \tau)] \left[\frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2 \quad (8)$$

where γ indicates the wind direction with the x-axis.

Figure 1 shows these correlations for both phase and AA fluctuations. These plots have been obtained for an outer scale of 25m and a telescope diameter of 10cm. The first remark is that AA fluctuations covariance decreases faster (especially longitudinal one) than the phase one pointing the fact that the phase coherence time should be larger than the AA one. The longitudinal result in figure 1 is very special configuration corresponding to a wind blowing in the baseline direction.

The wavefront coherence time could be defined as the time for which the correlation in equation 1 decreases from the origin by a factor k [5]. It could be also estimated using the structure function of AA fluctuations as in the case of the wavefront phase explained above. Indeed, the wavefront coherence time is then given as the time of the drop of a constant k' from the saturation of the AA structure function D_α . This later is related to the covariance (equation 1) and to the variance σ_α^2 as indicated in equation 4 and tends, therefore, to $2\sigma_\alpha^2$ at the saturation. Thus, in this case the wavefront coherence time is defined by:

$$D_\alpha(v\tau_{0,\alpha}, \gamma) = \frac{2\sigma_\alpha^2}{k'} \quad (9)$$

where $\tau_{0,\alpha}$ is the wavefront coherence time in the sense of AA fluctuations. Introducing the relation $D_\alpha(v\tau, \gamma) = 2[\sigma_\alpha^2 - C_\alpha(v\tau, \gamma)]$, we retrieve that $k = k'/(k' - 1)$. Thus, for the inversion of equation to obtain a straightforward expression of $\tau_{0,\alpha}$ one can use directly the results of [5] with replacing k by $k'/(k' - 1)$. But, the expressions of AA coherence time given by [5], do not cover all $\tau_{0,\alpha}$ variation domain. Indeed, only the

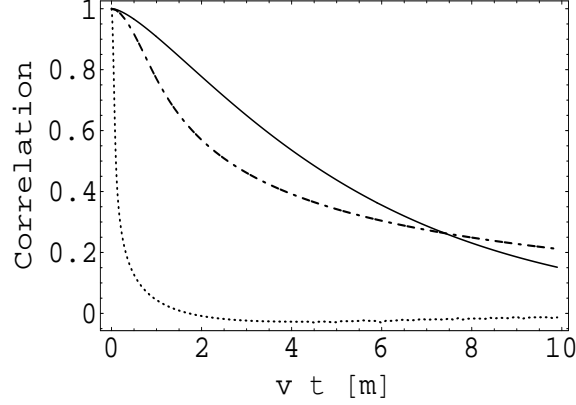


Figure 1. Temporal correlation of the wavefront phase (full line) and AA fluctuations. The AA longitudinal correlation $\gamma = 0^\circ$ (dotted line) decreases faster than transverse one $\gamma = 90^\circ$ (dashed-dotted line). These plots have been obtained for an outer scale of 25m, 10cm telescope diameter and wind blowing in the baseline direction.

case where $\tau_{0,\alpha}$ is higher than D/v was considered. But $\tau_{0,\alpha}$ could be smaller than D/v . In order to make up this gap, we used the same reasoning than [5] by using equation 5.3 instead of equation 5.4 and by using some approximations (particularly for small telescope as GSM case), we found:

$$\tau_{0,\alpha}(\gamma) \simeq \frac{D}{v} \sqrt{\frac{G(k', \frac{D}{\mathcal{L}_0})}{2 + \cos(2\gamma)}} \quad \text{for } \tau_{0,\alpha} < D/v \quad (10)$$

where,

$$G(k', \frac{D}{\mathcal{L}_0}) = 2.62k'^{-1}[1 - 1.04(\frac{\pi D}{\mathcal{L}_0})^{1/3} + 0.57(\frac{\pi D}{\mathcal{L}_0})^2 - 0.45(\frac{\pi D}{\mathcal{L}_0})^{7/3}] \quad (11)$$

When for large AA coherence time, we have a simplified expression:

$$\tau_{0,\alpha}(\gamma) \simeq \frac{D}{v} \left(\frac{F(k', \frac{D}{\mathcal{L}_0})}{5 - \cos(2\gamma)} \right)^{-3} \quad \text{for } \tau_{0,\alpha} > D/v \quad (12)$$

where,

$$F(k', \frac{D}{\mathcal{L}_0}) \simeq 7.30 k'^{-1} (\frac{\pi D}{\mathcal{L}_0})^{1/3} + 7.01(1 - k'^{-1}) \quad (13)$$

For a multi-layer atmospheric turbulence the wind speed in equations 10 and 12 is replaced by its profile weighted by the C_N^2 as in equation 7 but with different power.

The AA coherence time is deeply related to the wind speed and direction and depends also on the wavefront outer scale. Using this coherence time measured in two perpendicular directions, it is possible to extract the effective wind direction and speed [5]. The ratio of $\tau_{0,\alpha}$ between perpendicular directions ($\gamma = 0$ and $\frac{\pi}{2}$) is smaller when $\tau_{0,\alpha} < D/v$.

One can remark that the wavefront AA coherence time depends on the telescope diameter and the wind speed or a weighted wind speed in the case of multi-layer atmosphere. On the other hand, the coherence time defined by [2] (equation 6) depends on the Fried parameter and wind speed. One has to underline that this coherence time has been defined for telescope where $D \gg r_0$ [2]. In the case where D is comparable to r_0 , the τ_0 becomes dependent on D as $\tau_{0,\alpha}$ (equations 10 and 12). Inversely, the wavefront AA coherence time $\tau_{0,\alpha}$ depends also on the Fried parameter but this effect is negligible than the telescope diameter when it is small and comparable to r_0 . Indeed, this could be easily demonstrated if we follow the same reasoning than in the case of τ_0 . For this we will consider the AA structure function in the case of Kolmogorov model as defined by [1]:

$$D_\alpha(v\tau, l \text{ or } t) \simeq 0.34\lambda^2 r_0^{-5/3} [D^{-1/3} - 0.57 \text{ or } 0.85(v\tau)^{-1/3}] \quad (14)$$

Using the same reasoning than in the case of τ_0 , the wavefront AA coherence time is obtained when,

$$D_\alpha(v\tau_{0,\alpha}, l \text{ or } t) = C \quad (15)$$

where C is a constant equivalent to 1 rad^2 of phase structure function leading to τ_0 in equation 6.

Introducing equation 14 in equation 15, on obtain the complete expression of the wavefront AA coherence time:

$$\tau_{0,\alpha}(0 \text{ or } \pi/2) = 0.19 \text{ or } 0.61 \frac{D}{v} [1 - \frac{CD^{1/3}}{0.34\lambda^2 r_0^{-5/3}}]^{-3} \quad (16)$$

The constant could be obtained as the ratio between AA and phase variances,

$$C = \frac{\sigma_\alpha^2}{\sigma_\varphi^2} \times 1 \text{ rad}^2 \quad (17)$$

The expressions of σ_α^2 and σ_φ^2 are obtained when considering the outer scale cutoff $1/\mathcal{L}_0$ to avoid integral diverging,

$$\sigma_\varphi^2 = 0.086 r_0^{-5/3} [\mathcal{L}_0^{5/3} - D^{5/3}] \quad (18)$$

and

$$\sigma_\alpha^2 = 0.18\lambda^2 r_0^{-5/3} [D^{-1/3} - 1.525\mathcal{L}_0^{-1/3}] \quad (19)$$

Introducing equations 18 and 19 in equation 17 and then in equation 16, leads to,

$$\tau_{0,\alpha}(0 \text{ or } \pi/2) = 0.19 \text{ or } 0.61 \frac{D}{v} [1 - 6.2 \frac{D^{1/3}(D^{-1/3} - 1.525\mathcal{L}_0^{-1/3})}{r_0^{-5/3}(\mathcal{L}_0^{5/3} - D^{5/3})}]^{-3} \quad (20)$$

For small apertures $D \ll \mathcal{L}_0$, this expression is simplified,

$$\tau_{0,\alpha}(0 \text{ or } \pi/2) = 0.19 \text{ or } 0.61 \frac{D}{v} [1 - 6.2(\frac{r_0}{\mathcal{L}_0})^{5/3}]^{-3} \quad (21)$$

For a multi-layered atmosphere, we have an expression with an averaged wind speed weighted by C_N^2 as in equation 7,

$$\tau_{0,\alpha}(0 \text{ or } \pi/2) = 0.19 \text{ or } 0.61 \frac{D}{v^*} [1 - 6.2(\frac{r_0}{\mathcal{L}_0})^{5/3}]^{-3} \quad (22)$$

Thus, one can see that the AA coherence time is also dependent on seeing conditions but this is faint due to the fact that we are in small telescope case whereas the Roddier phase coherence time is strongly dependent on Fried parameter because it has been defined for large telescopes.

3. The Generalized Seeing Instrument

The GSM instrument allows the evaluation of AOP of the perturbed wavefront by measuring AA fluctuations. Indeed, the GSM uses the same principle than a Shack-Hartmann, i.e., measuring AA at different points of the wavefront and computing AA spatio-temporal correlations leads to estimates of the seeing ϵ_0 , outer scale \mathcal{L}_0 , isoplanatic angle θ_0 and coherence time τ_0 .

The instrument consists of four 10-cm telescopes on equatorial mounts equipped with detection modules measuring the AA fluctuations and interfaced to a computer PC managing simultaneously the 4 modules. Each telescope, pointing at the same star, measures the AA fluctuations by means of flux modulation which is produced by the displacement of the star image over a Ronchi grating. Two telescopes are installed on a common mount on a central pier working as a differential image motion monitor (DIMM [13]) with a 25 cm baseline. Two other telescopes have different mounts on separate piers, located 0.8 m to the south and 1 m to the east from the central pier, thus forming an L-shaped configuration which has been chosen for more sensitivity to the outer scale. The telescopes were generally situated 1.7 m above the ground.

The AA fluctuations are measured with 5 ms resolution time during 2 minute acquisition time. Data are processed immediately after each acquisition, allowing a quasi real-time monitoring of the AOP. The data acquisition is repeated typically every 4 minutes.

The AA covariances are computed for each baseline (6 baselines with 4 GSM modules) and normalized by the differential variance of AA on the 25-cm baseline. They are compared to von Kàrmàn theoretical normalized covariances [12] and the appropriate \mathcal{L}_0 is found for each baseline. The final value of \mathcal{L}_0 is taken as the median of the 6 individual \mathcal{L}_0 values and its error is estimated. The seeing ϵ_0 is calculated from the differential variance given by the coupled modules as in the DIMM instrument [13]. The scintillation index σ_I^2 is computed during data reduction and an estimate of the isoplanatic angle is deduced [6].

A quantification of the different GSM noises has been performed and hence corrections of photon and scintillation noises are done before data processing. Another correction for finite exposure time is also performed; it consists in computing AA variance (or covariance) for 5ms and 10ms and in extrapolating linearly to the 0ms

exposure time. Finally, the statistical errors of the computed variances and covariances are estimated and consequently the errors of the AOP measured with GSM are provided.

In order to check the wind shake effect, r_0 is computed from absolute image motion in each telescope, corrected for finite \mathcal{L}_0 [14] and compared to r_0 provided by the differential technique. A good agreement is found for ground wind speed less than 10m/s, showing that telescope vibrations were not significant.

4. Monitoring of the coherence time with GSM

For the first time a new method has been developed for the coherence time estimation in real-time. This method consists of the processing of the AA temporal structure function as explained in section 2. The AA fluctuations are measured with GSM over a 10cm telescope diameter. As shown in figure 2, this temporal structure function saturates and the $1/k'$ fold from the maximum corresponds to the AA coherence time $\tau_{0,\alpha}$. This method has been deduced by analogy to the one used by Roddier [2] in the case wavefront phase or more exactly from the correlation of wavefront complex amplitude. The k' coefficient has been chosen equal to e in order to adjust the AA coherence time $\tau_{0,\alpha}$ to the Roddier's one τ_0 defined in equation 6. This point is detailed in section 5. In the GSM, the AA fluctuations are measured only in the declination direction and we don't have a second AA direction measurement to retrieve the wind direction as explained in section 2. Thus, in the absence of wind direction, the GSM provides only an effective coherence time in the AA measurement direction.

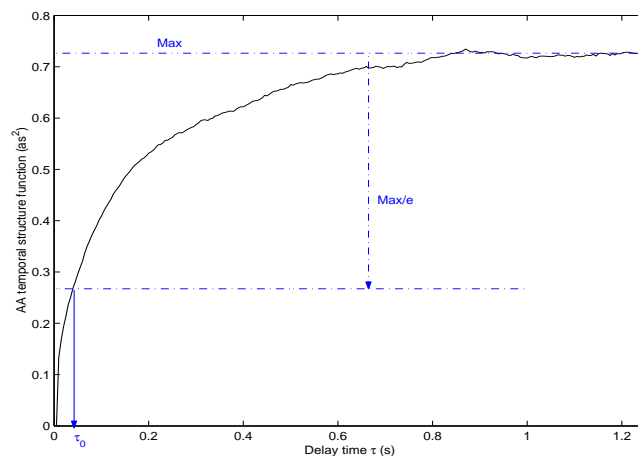


Figure 2. An example of AA temporal structure function obtained with the GSM during the Palomar campaign on September 2001. In blue the principle of the method of the coherence time $\tau_{0,\alpha}$ estimation.

Figure 2 shows an example of this structure function obtained with the GSM during the Mt Palomar campaign on September 2001. One can remark that in the conditions of this acquisition the AA are completely uncorrelated from 0.8s. The corresponding coherence time is 30ms. But, this curve on figure 2 is obtained for a 5ms exposure

time which is sometimes large to probe a frozen turbulence. So, as for the other AOP a correction for this exposure time is performed; it consists in computing AA temporal structure function at $5ms$ and $10ms$ and in extrapolating linearly to the $0ms$ exposure time. For each acquisition the 4 modules of the GSM provide the same number of $\tau_{0,\alpha}$ estimations and we choose the median one to avoid incorrect values.

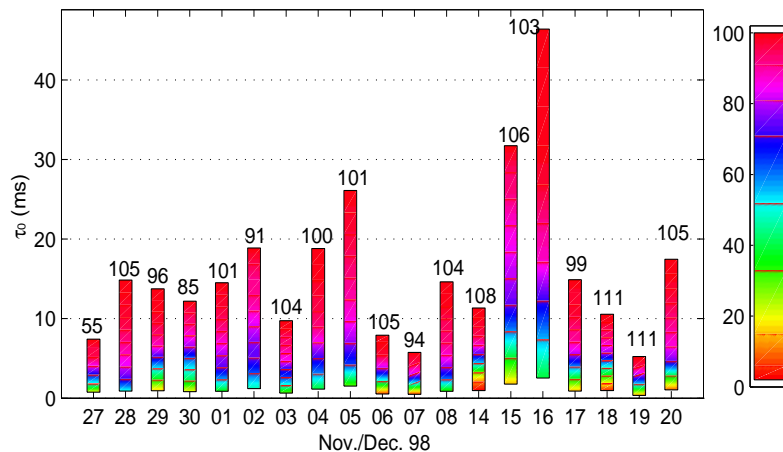


Figure 3. Summary of the coherence time $\tau_{0,\alpha}$ statistics for the Paranal campaign (Nov./Dec. 1998). For each night, the cumulative distribution of $\tau_{0,\alpha}$ is shown and the corresponding data number. Each data corresponds to $2mn$ acquisition time.

The saturation of the temporal structure function in figure 2 is also of interest because it indicates the zero-correlation of the wavefront corresponding to its large structures (outer scale). Knowing this saturation time T_s and the simultaneous wind speed, one can deduce estimates of the outer scale.

Figure 3 shows the night-by-night $\tau_{0,\alpha}$ statistics of the Paranal campaign in Nov./Dec. 1998. Each night is represented by its cumulative distribution where one can read easily the median value corresponding to the 50% cut. The number of data is also indicated. The interest of this campaign is that all the situations are present. Indeed, some nights are very homogeneous presenting a weak data dispersion. For example, the nights of Dec. 7 and 19 where 100% of the values are included respectively in the intervals $0.2 - 6ms$ and $0.1 - 5.5ms$. During these nights the turbulence evolution was rapid and therefore the correction of the exposure time done on the GSM data is justified (section 3). Contrary, the night of Dec. 16 presents a large dispersion with a median value of $7.66ms$ corresponding to a less rapid turbulence evolution.

Figure 4 shows the whole campaign histograms of $\tau_{0,\alpha}$ obtained at the different sites. All these histograms are well fitted with log-normal distributions. One can remark that some sites have slower turbulence conditions. But, this conclusion is not representative of the whole behavior of these sites because of the difference in the observation conditions (campaign period and duration). From the GSM data, the Maydanak site presents the best conditions of seeing and coherence time for observing with AO systems and LBI. In addition to the good seeing conditions, during the Maydanak campaign and generally

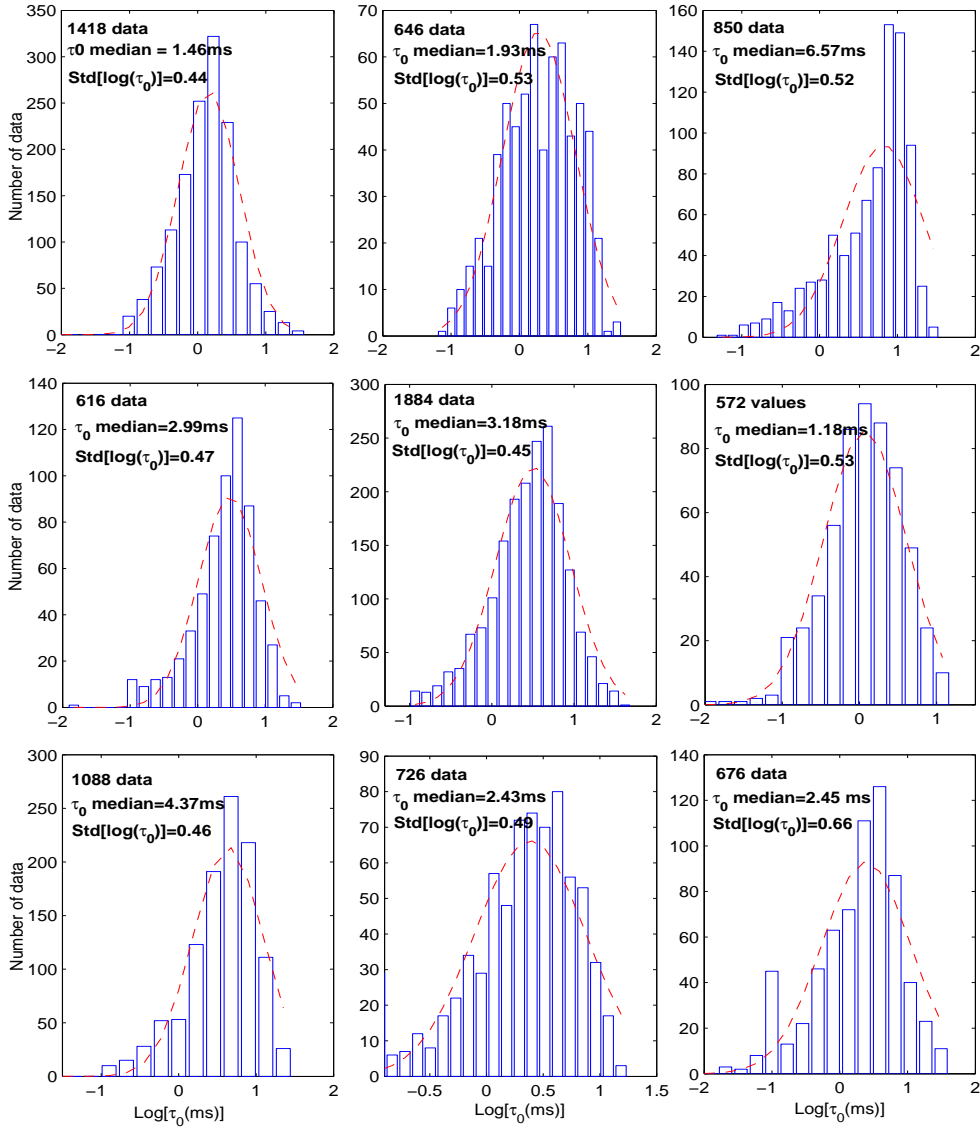


Figure 4. Coherence time histograms obtained during the different campaigns performed with the GSM. The median $\tau_{0,\alpha}$ is deduced from the best fit with a log-normal distribution. Each data corresponds to $2mn$ acquisition. From left to right and top to bottom: La Silla, Oukaïmeden, Maydanak, Cerro Pachon, Paranal, San Pedro Mártir, Palomar, Mauna Kea, La Palma.

for this site the wind was very slow [15, 16] leading to these large coherence time values. These conditions are also favorable for the observations of the low magnitude objects by increasing the detector exposure time and relax the constraints on the AO systems.

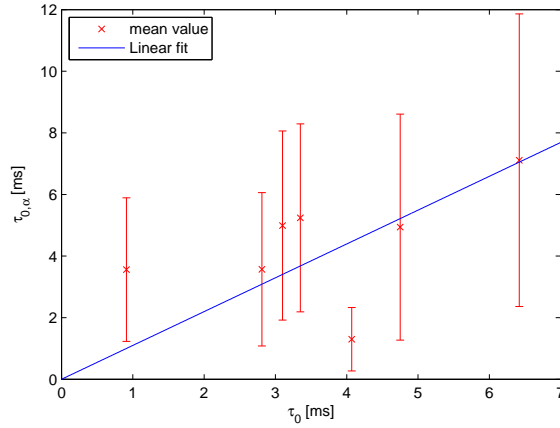


Figure 5. Comparison of the coherence time measured with the GSM $\tau_{0,\alpha}$ and τ_0 deduced from in-situ balloon data using equation 6 in the case of a whole atmosphere integrated wind speed as indicated in equation 7. The error bars indicate the standard-deviation of GSM data during the ascent time.

5. Comparison of the GSM coherence time with the other standard definitions

On October 1998, a combined GSM and in-situ balloon campaign has been performed at Cerro Pachon in Chile for the Gemini South Observatory [17]. The balloons were launched from the actual SOAR telescope location in Cerro Pachon near the GSM installation. For seven nights profiles of C_N^2 and wind speed v were measured one time a night by a launched balloon during more than 1h30mn ascent. The instrumented balloons are equipped with sensors which measure the temperature structure function [18] during their ascent from the ground level up to about 25km. This measurement coupled with the known mean pressure and temperature which are also measured on board, leads to $C_N^2(h)$ estimation. The temperature structure function is computed electronically on board in real time during the flight and transmitted with other data (time, pressure, humidity and wind) each 1.5s to the ground based station. The wind speed is deduced from measurements of the balloon position and the receiving station location, in a differential GPS way. The balloon ascent speed is about 4m/s, giving a vertical sounding each 6m.

These balloon profiles are introduced in equations 6 and 7 to deduce estimation of the coherence time. The Fried parameter in equation 6 corresponds to the mean value of GSM data during the balloon ascent. These results of τ_0 are shown in figure 5 for comparison to those obtained simultaneously with the GSM. Each $\tau_{0,\alpha}$ value corresponding to GSM data mean value during the balloon ascent time when the error bars indicate the standard-deviation. The τ_0 values are estimated from the balloon data launched during the same night around local midnight. One can remark that there is an excellent agreement between the GSM values and those obtained with the balloons

except one night probably due to stability of the balloon during the launch. One has to note that the effect of the wind direction is not removed from the GSM values (section 4).

For the confirmation of these results, we used numerical simulation data. For this, a multi-layer model with frozen turbulence have been assumed. In this approximation, we consider that the optical turbulence for each layer is dominated by the translational effect as if the wavefront at the layer output was frozen and entirely transported with a constant velocity v in a given direction. The wavefront numerical simulation is a spectral method based on the Fast Fourier Transform tool [20]. The spectral density of phase or AA fluctuations is based on von Kàrmàn model. Each wavefront is defined by $N \times N$ matrix with a spatial length $L_x = L_y = Ndx$ where dx is the spatial sampling. The maximum spatial frequency is $f_{max} = 1/2dx$ and the frequency sampling is $df = 2f_{max}/N$. Only the Fresnel diffraction between the layer and the ground is taken into account. The resulting phase wavefront at ground is a combination of the different wavefronts corresponding to each layer. The AA wavefront is then obtained by derivation of the phase wavefront. The sampling time dt of generated wavefront depends on the layer wind speed v and the spatial sampling as $dt = dx/v$. The spatial sampling has been fixed to $dx = 1cm$ when the exposure time t_{exp} was chosen equal to the GSM one (5ms). When the exposure time is larger than the sampling one dt , the wavefront were added by pack of $n = t_{exp}/dt$. Figure 6 shows estimation of the AA coherence $\tau_{0,\alpha}$ versus exposure time for the conditions of Cerro Pachon campaign discussed above. Indeed, the median profiles of C_N^2 and wind (speed & direction) measured by balloons have been used with a stratification in four layers: Ground layer (0-1km) and 3 layers in the free atmosphere (1-7km, 7-17km and 17-25km). The $\tau_{0,\alpha}$ values in Figure 6 are obtained in the same way than the GSM instrument as explained in section 4. One can remark a linear dependence between $\tau_{0,\alpha}$ and t_{exp} particularly for small exposure time. Then, by linear extrapolation one can deduce the exact value of $\tau_{0,\alpha}$ which is for this case equal to $6.5ms$ when the Roddier's coherence time deduced directly from equation 6 using the C_N^2 and wind speed profiles leads to values varying from 0.91 to $6.42ms$. One can note once again a coherence between $\tau_{0,\alpha}$ and τ_0 even if the wind direction effect is not removed from the $\tau_{0,\alpha}$ values (section 4).

On the other hand, figure 7 shows a comparison of $\tau_{0,\alpha}$ values obtained with the GSM and the ratio $r_0/V_{200mbar}$ of Fried parameter and the wind speed at 200mb deduced from balloon's data. The linear regression shown in this figure gives a 1.9 slope leading to $\bar{v} \simeq 0.59V_{200mbar}$. This result is of interest because it allows an estimate of the coherence time by means of meteorological data giving the $V_{200mbar}$ without knowledge of the $C_N^2(h)$ and wind profiles. This method is already used in the case of DIMM coherence time measurement [7].

As explained in section 4, the saturation time T_s of the temporal structure function in figure 2 could provide estimates of the outer scale knowing the integrated wind speed over the atmosphere as defined in equation 7. Indeed, under the Taylor assumption, the saturation time T_s is no more than the transit time of the wavefront large structures

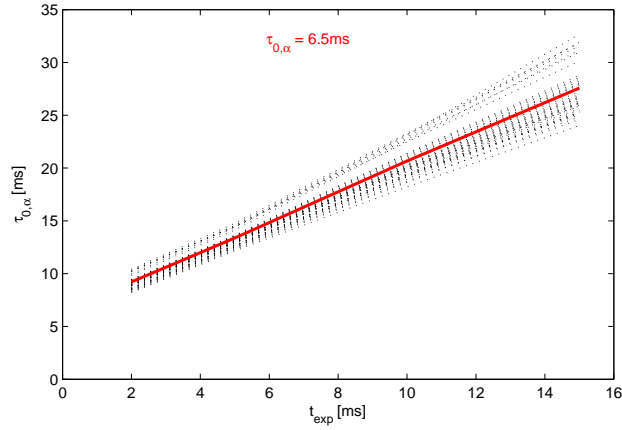


Figure 6. Comparison of AA coherence time $\tau_{0,\alpha}$ estimated from numerical simulation versus exposure time t_{exp} . The numerical simulation used in-situ balloon data obtained at Cerro Pachon campaign. Dashed lines correspond to individual realizations when solid line represents the result of N realizations.

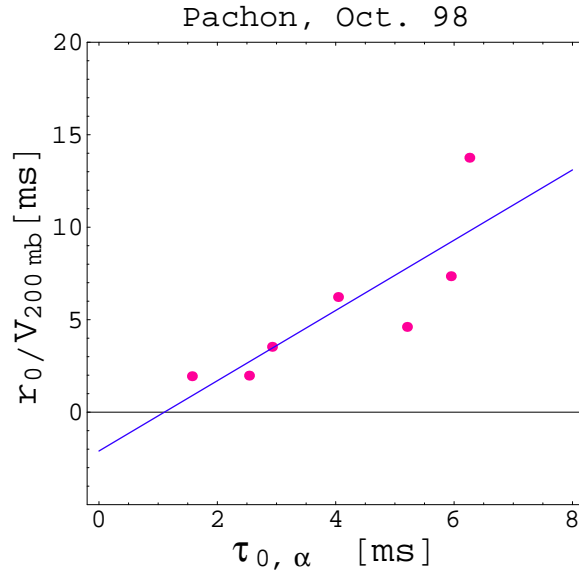


Figure 7. Comparison of the coherence time measured with the GSM $\tau_{0,\alpha}$ and τ_0 deduced from in-situ balloon data using equation 6 for 200mbar wind speed.

(outer scale) on the telescope aperture. By analogy to equation 6, one can write,

$$\bar{v} = A\mathcal{L}_0/T_s \quad (23)$$

where A is a constant.

Figure 8 shows a comparison of the outer scale \mathcal{L}_0 deduced from the GSM measurements and the product $\bar{v}T_s$ given from simultaneous balloon data (equation 7) and from AA temporal structure functions measured with the GSM. A linear regression leads to $A = 0.36$ which is close to the constant value in equation 6. This result is very

interesting because using the relation above $\bar{v} \simeq 0.59V_{200mb}$ it is easier to estimate the outer scale directly,

$$\mathcal{L}_0 = 1.64V_{200mb}T_s \quad (24)$$

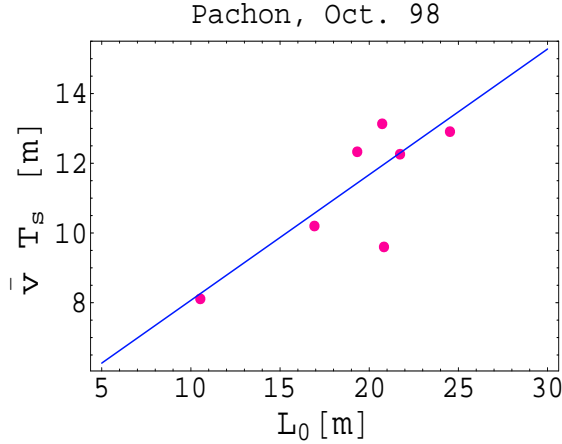


Figure 8. Comparison of the wavefront outer scale \mathcal{L}_0 measured with the GSM and the product $\bar{v}T_s$ deduced from simultaneous balloon data and AA temporal structure function from the GSM. The linear regression leads to $A \simeq 0.36$.

6. Temporal stability of the atmospheric turbulence

It is important for the optimization of the HAR techniques to characterize the temporal evolution of the most known turbulence optical parameters. This temporal characterization is fundamental for the evaluation of the atmospheric turbulence stability. During the most campaigns performed with the GSM, it has been shown that \mathcal{L}_0 temporal variability is stronger than that of seeing [6]. This means that for the optimization of AO systems and LBI observations it would be desirable to monitor this parameter. Indeed, this question is of interest because in the AO framework the PSF calibration error is related to the temporal seeing variation between science observation and PSF calibration [10]. This question has been raised by [21] for seeing prediction and for scheduling astronomical programs. To analyze this temporal variability he suggested to use the normalized difference (ND) of two measured AOP separated with Δt [21]:

$$ND_X(\Delta t) = \frac{|X(t + \Delta t) - X(t)|}{(X(t + \Delta t) + X(t))} \quad (25)$$

Figure 9 shows this ND in the case of AOP measured at La Silla observatory. These data correspond to the La Silla campaign on September/October 1997. The first remark is that the amplitude of this relative difference is more important in the case of the outer scale \mathcal{L}_0 comparatively to the seeing ϵ_0 and to the isoplanatic angle θ_0 . On the other hand, the \mathcal{L}_0 and θ_0 saturate more rapidly than the seeing ϵ_0 . Indeed, the

saturated ND-curves in Figure 9 could be fitted by an appropriate function defined by [21]: $ND_X(\Delta t) = ND_s(1 - \exp(\Delta t/\tau))$; where ND_s is the saturation value of ND_X and τ is the e-folding time. This function was used to fit the data by least squares minimization and as is shown in figure 9 it was found for the \mathcal{L}_0 an e-folding time of $\tau_L = 6.1mn$, for the seeing $\tau_S = 17.2mn$ and finally for the isoplanatic angle $\tau_I = 8.9mn$. If an error of 5% (\simeq statistical error on DIMM seeing measurements [13]) is bearable the corresponding change time is 1.54 minutes for \mathcal{L}_0 , 9.2 minutes for the seeing ϵ_0 and 4.2 minutes for the isoplanatic angle θ_0 . The results corresponding to the other campaigns with the GSM (figure 4) are rather similar than those obtained at La Silla Observatory.

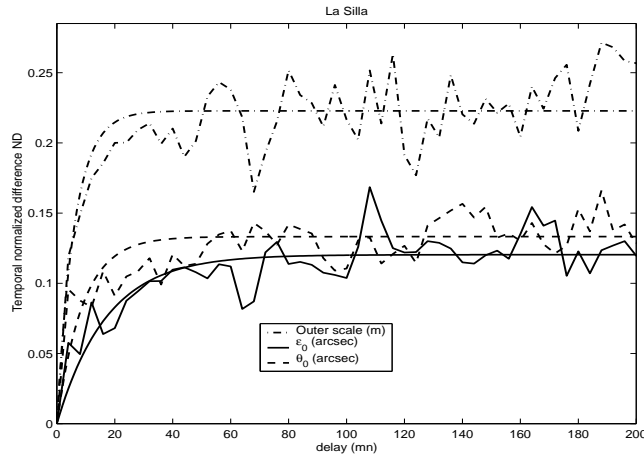


Figure 9. The temporal normalized difference ND of the measured optical parameters ($\mathcal{L}_0, \epsilon_0, \theta_0$) obtained with GSM at La Silla observatory.

7. Conclusion

For the first time the coherence time is now provided in real-time by the GSM instrument. The used technique is based on the AA temporal structure function. The GSM measures the AA fluctuations only in one direction (declination direction) which is not enough for the absolute coherence time estimation. What is provided by the GSM is only an effective coherence time measured in the declination direction. The criterion of the definition of this AA coherence time has been fixed to be similar to wavefront phase coherence time given by Roddier. The statistics provided by the GSM at the all major sites show that the coherence time has a log-normal distribution. The Maydanak site presents the largest values of coherence time slightly comparable to the Dome C [22]. The provided statistics have been obtained at different seasons and for different durations and it is, therefore, difficult to give a direct comparison of the different sites. On the other hand, the temporal evolution of the most known turbulence optical parameters has been performed using the GSM data. It has been shown that the outer scale temporal variability is stronger than that of seeing and isoplanatic angle.

This means that for the optimization of Adaptive Optic systems and Long Baseline Interferometry observations it would be important to monitor this parameter.

References

- [1] Roddier F 1981 *Progress in Optics* vol XIX (E Wolf) p 337
- [2] Roddier F Gilli JM and Lund G 1982 *J. Opt. (Paris)* **13** 263
- [3] Aime C Borgnino J Kadirli S Martin F Petrov R G and Ricort G 1986 *J. Opt. Soc. Am.* **3** 1001
- [4] Lopez B 1992 *Astron. Astrophys.* **253** 635
- [5] Conan R Borgnino J Ziad A and Martin F 2000 *J. Opt. Soc. Am.* **17(10)** 1807
- [6] Ziad A Conan R Tokovinin A Martin F and Borgnino J 2000 *Appl. Opt.* **39** 5415
- [7] Sarazin M and Tokovinin A 2002 *Beyond Conventional Adaptive Optics*(Venice) (ESO Conf. Proc.) p 7
- [8] Tokovinin 2002 *Appl. Opt.* **41** 957
- [9] Kellerer A and Tokovinin A 2007 *Astron. Astrophys.* **461** 775
- [10] Rigaut F and Sarazin M 1998 *ESO/OSA Proc.* **56** 383
- [11] Conan R Ziad A Borgnino J Martin F and Tokovinin A 2000 *Proc. SPIE* **4006** 963
- [12] Avila R Ziad A Borgnino J Martin F Agabi A and Tokovinin A 1997 *J. Opt. Soc. Am. A* **14(11)** 3070
- [13] Sarazin M and Roddier F 1990 *Astron. Astrophys.* **227** 294
- [14] Ziad A Borgnino J Martin F and Agabi A 1994b *Astron. Astrophys.* **282** 1021
- [15] Ehgamberdiev S A Baijumanov A K Ilyasov S P Sarazin M Tillayev Y A Tokovinin A and Ziad A 2000 *Astron. Astrophys. Suppl Ser* **145** 293
- [16] Sarazin M et al 1999 *Characterization of Maidanak Observatory among the Major International Ground-based Astronomical Facilities of the future* (final report INTAS-96-367)
- [17] Vernin J et al 2000 "1998 Gemini site testing campaign at Cerro Pachón and Cerro Tololo" report for the Gemini-South Observatory
- [18] Azouit M and Vernin J 2005 *Publ. Astron. Soc. Pac.* **117** 536
- [19] Martin F Tokovinin A Agabi A Borgnino J and Ziad A 1994 *Astron. Astrophys. Suppl. Ser* **108** 173
- [20] Nakajima T 1988 *J. Opt. Soc. Am.* **5** 1477
- [21] Racine R 1996 *Publ. Astron. Soc. Pac.* **108** 372
- [22] Agabi A Aristidi E Azouit M Fossat E Martin F Sadibekova T Vernin J and Ziad A 2006 *Publ. Astron. Soc. Pac.* **118** 344

4.2 Etude par simulation numérique de la cohérence temporelle du front d'onde

La simulation numérique est devenue un outil important pour la modélisation de la turbulence atmosphérique et l'amélioration des systèmes optiques utilisés dans les observations à partir du sol. En optique adaptative elle permet de tester l'efficacité des analyseurs du front d'onde dans différentes conditions de turbulence et donc de les améliorer.

En effet, il existe plusieurs algorithmes qui simulent la propagation du front d'onde dans un milieu d'indice de réfraction donné, dans les fibres optiques ou encore dans des matériaux optiques plus complexes. La propagation dans l'atmosphère terrestre s'avère plus complexe à cause du fait des fluctuations aléatoires de l'indice de réfraction dans le temps et dans l'espace. Pour simuler la propagation d'un front d'onde dans un tel milieu, il faut considérer ses propriétés statistiques. Notons que les modèles de la turbulence optique sont tous basés sur des grandeurs statistiques comme la covariance, la fonction de structure et la densité spectrale décrivant les fluctuations aléatoires des grandeurs physiques associées à l'onde comme la phase, l'amplitude et l'angle d'arrivée.

Dans ce chapitre on montrera comment générer numériquement une grandeur aléatoire qui aura les mêmes propriétés statistiques que la grandeur physique étudiée. On présentera les principes de base liés à la simulation et les différentes contraintes et limites. Aussi une confrontation des valeurs obtenues en sortie avec les valeurs injectées en entrée est donnée comme vérification de la validité des algorithmes en comparaison avec les valeurs analytiques. Dans la deuxième partie on passe à un cas plus réel où le front d'onde traverse plusieurs couches avant d'atteindre la pupille. On prendra donc comme valeurs d'entrée dans la simulation multicouche celles de l'expérience GSM. Ceci nous met dans les mêmes conditions de turbulence lors de la campagne présentée dans l'article de ce chapitre où on utilisera les profils moyen de $C_n^2(h)$, $\vec{V}(h)$ et \mathcal{L}_0 intégré. Enfin, on donne une comparaison entre les valeurs de τ_α obtenues par simulation et les valeurs expérimentales.

4.2.1 La génération d'une turbulence aléatoire

On trouve dans la littérature de nombreuses méthodes pour générer les écrans de phase [38][49][82][59] et [72]. La plus utilisée est la méthode basée sur le calcul de la Transformée de Fourier et introduite pour la première fois par McGlamery [64]. Cette méthode dite "spectrale", consiste de manière générale à générer des nombres aléatoires qui ont les mêmes propriétés

statistiques que la grandeur physique que l'on veut simuler. Pour créer un écran de phase, les nombres aléatoires générés doivent avoir la même densité spectrale de la phase donnée par le modèle choisi. L'avantage des méthodes spectrales est la rapidité de calcul avec l'utilisation de la Fast Fourier Transform (FFT) mais aussi la simplicité des algorithmes qui ont donné de bons résultats (Schmidt 2010[90], Berdja 2002[10]). C'est la méthode qu'on a choisie pour simuler les fluctuations de la phase du front d'onde arrivant au sol, puis déterminer à partir de sa dérivée les fluctuations des AA correspondants afin de calculer le τ_α . Une autre façon de procéder peut aussi être envisageable, c'est de simuler directement les AA. Cette deuxième approche est encore plus simple, mais on a préféré la première pour avoir plus de liberté pour changer les paramètres d'entrée comme la direction du vent. En effet, les grandeurs statistiques associées aux fluctuations d'angle d'arrivée tiennent compte de la direction du vent par rapport à la direction de mesure contrairement à celles liées à la phase. Simuler un écran d'AA revient à fixer la direction du vent correspondant. On a choisi donc de simuler un écran de phase puis on a déduit les AA correspondants avec la direction de vent de notre choix.

Création de l'écran de phase avec la méthode spectrale

Considérons une distribution spatiale à deux dimensions de la phase perturbée $\phi(x, y)$; sa Transformée de Fourier peut s'écrire

$$\phi(x, y) = \int \int R(f_x, f_y) e^{2\pi i(f_x x + f_y y)} \quad (4.1)$$

où $R(f_x, f_y)$ est le spectre de la phase et f_x, f_y sont les fréquences spatiales. $\phi(x, y)$ est donc une distribution de valeurs aléatoires avec une densité spectrale $W_\phi(f)$. La puissance totale de la phase est conservée dans les deux domaines et peut être écrite comme suit

$$P = \int \int |\phi(x, y)|^2 dx dy = \int \int W_\phi(f_x, f_y) df_x df_y \quad (4.2)$$

Dans la simulation, on génère des écrans de phase de taille finie avec un échantillonnage discret. Donc, on peut réécrire la phase sous forme d'une série de Fourier

$$\phi(x, y) = \sum \sum R_{n,m} e^{i2\pi(f_{xn}x + f_{ym}y)} \quad (4.3)$$

où $R_{n,m}$ sont les coefficients de Fourier. Les fluctuations de la phase sont dues à des processus aléatoires indépendants. Nous pouvons donc utiliser le

théorème de la limite centrale et supposer que les coefficients $R_{n,m}$ ont une distribution gaussienne. Ces coefficients sont complexes. Les parties réelle et imaginaire ont chacune une moyenne nulle et ont la même variance. Par conséquent, ils obéissent à une statistique gaussienne complexe et symétrique de moyenne nulle et de variance donnée par

$$\langle |R_{n,m}|^2 \rangle = W_\phi(f_x, f_y) df_x df_y \quad (4.4)$$

Sachant que si x est une variable aléatoire gaussienne de moyenne μ et de variance σ^2 alors toute variable $z = (x - \mu)/\sigma$ est aussi une variable gaussienne de moyenne nulle et de variance égale à 1 (variable centrée réduite). Il nous suffit donc de créer une matrice $A_{n,m}$ de nombres aléatoires qui sont générés avec de simples fonctions standards comme "*randn*" sous MATLAB. Les éléments de $A_{n,m}$ sont des nombres aléatoires gaussiens de moyenne nulle et de variance égale à 1. Pour obtenir $R_{n,m}$ il suffit de multiplier tous les éléments de la matrice $A_{n,m}$ par la racine carrée de la variance $\sigma^2 = \langle |R_{n,m}|^2 \rangle$ tel que

$$R_{n,m} = A_{n,m} \sqrt{W_\phi(f_x, f_y) df_x} \quad (4.5)$$

La matrice $A_{n,m}$ sera prise carrée avec $L_x = L_y = N dx$, où dx est l'échantillonnage spatial de l'écran de phase et N le nombre de points qui sera de préférence un multiple de 2^n ; ceci permettra d'optimiser le calcul avec la fonction FFT. L'échantillonnage fréquentiel correspondant est $df_x = df_y = 1/L_x$. On note ici que la fréquence maximale est $1/2dx$ (théorème de Nyquist-Shanon). L'écran de phase $\phi(x, y)$ sera donné par la Transformée de Fourier inverse de $R_{n,m}$. Dans la figure 4.1 on montre un exemple où on a pris von Karman comme modèle de turbulence pour la DSP avec les paramètres $r_0 = 10cm$ et $\mathcal{L}_0 = 20m$.

Vérification de la validité de la simulation numérique

Une façon de vérifier la validité des fronts d'onde générés par cette simulation numérique, est de comparer les densités spectrales théoriques et celles calculées sur les écrans simulés. Dans la figure 4.2, on représente la DSP obtenue par simulation et celle donnée par la formule analytique. Comme on peut le constater, les deux spectres se confondent quand on moyenne sur un grand nombre de réalisations, ce qui prouve l'efficacité de cette méthode.

Néanmoins, il existe un problème qu'on ne peut déceler facilement sur le spectre, mais il apparaît évident quand on calcule la fonction de structure de la grandeur simulée. Cette dernière perd de la précision à mesure que les séparations dans le domaine spatial augmentent (figure 4.3). Dans cette

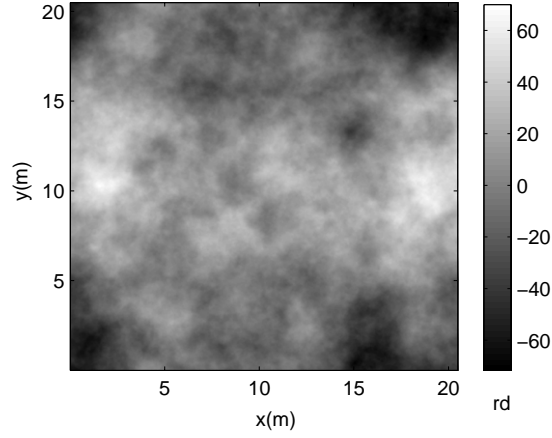


FIGURE 4.1 – Exemple d’un écran de phase obtenu par simulation numérique pour $r_0 = 10cm$ et $\mathcal{L}_0 = 20m$.

figure, on a calculé la fonction de structure sur 40 écrans de phase puis on a moyenné sur le nombre de réalisations et on a constaté que l’écart est encore plus important lorsqu’on prend de petits écrans de phase donc un faible échantillonnage dans l’espace des fréquences (df grand).

Ce problème déjà abordé par plusieurs auteurs ayant utilisé la Transformée de Fourier Discrète, est lié à la taille N limitée de la matrice dans le domaine spatial. Autrement dit, son échantillonnage dans le domaine fréquentiel ne peut pas être indéfiniment petit. De ce fait, la densité spectrale accuse une perte d’informations à basses fréquences. Or il se trouve que le maximum d’informations contenues dans un spectre est concentré dans cette partie et pour la phase il peut s’agir du tilt. Il est donc nécessaire d’y remédier afin de reproduire rigoureusement les moments de faible ordre de la phase comme le tilt. Cependant, dans notre cas où on prend $dx = 1cm$ et $N = 2^{10}$, cet écart n’est pas très flagrant mais par précaution on a apporté à la méthode décrite plus haut une amélioration en ajoutant des sous-harmoniques.

Plusieurs approches ont été proposées pour lever ce problème, parmi lesquelles on a celle de Roddier [81] et Jakobsen [53] utilisant une distribution aléatoire de polynômes de Zernike comme décomposition de la phase. Welsh [104] a proposé une autre solution basée sur la Transformée de Fourier avec un échantillonnage fréquentiel non uniforme pour introduire les basses fréquences dans le spectre. Une autre méthode consiste à utiliser des sous harmoniques. Cette méthode qui a été utilisée par Lane 1992 [59], Frehlich [38], Nakajima [72] sera adoptée dans notre simulation. La méthode des sous-

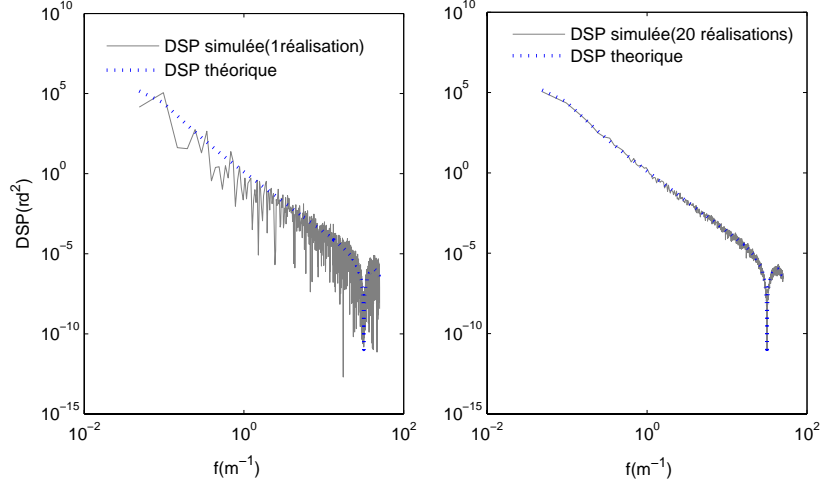


FIGURE 4.2 – Comparaison de la DSP obtenue par simulation avec la théorique pour une seule réalisation (à gauche) et pour 20 réalisations (à droite).

harmoniques consiste à générer un écran de phase avec un échantillonnage fréquentiel à pas constant $df_x = 1/L_x$ comme expliqué précédemment, puis lui superposer un autre écran de phase $\phi_{BF}(x, y)$ qui lui même est une superposition de N_p écrans de phase ayant chacun un pas d'échantillonnage $df_p = 1/3^p L$ de plus en plus serré. Chaque écran p est construit avec la méthode expliquée précédemment donc il suffit de générer des sous matrices de taille donnée de nombres aléatoires ayant une distribution gaussienne. On prendra par exemple 3×3 , puis on multiplie par la racine carrée de la densité spectrale de la phase. L'écran de phase ainsi obtenu aura un pas dans le domaine fréquentiel plus serré dans la partie basses fréquences. Dans la figure 4.3, on montre la fonction de structure calculée sur un écran de phase avec cette méthode où on note qu'on a effectivement une meilleure précision pour les grandes séparations.

4.2.2 Les angles d'arrivée

Dans notre étude on s'intéressera aux fluctuations des angles d'arrivée (AA) du front d'onde. On veut calculer le temps de cohérence de ces fluctuations qui est extrait de sa fonction de structure temporelle. Les AA obtenus par simulation sont calculés à partir de la dérivée de la phase en chaque point dans les deux directions x et y .

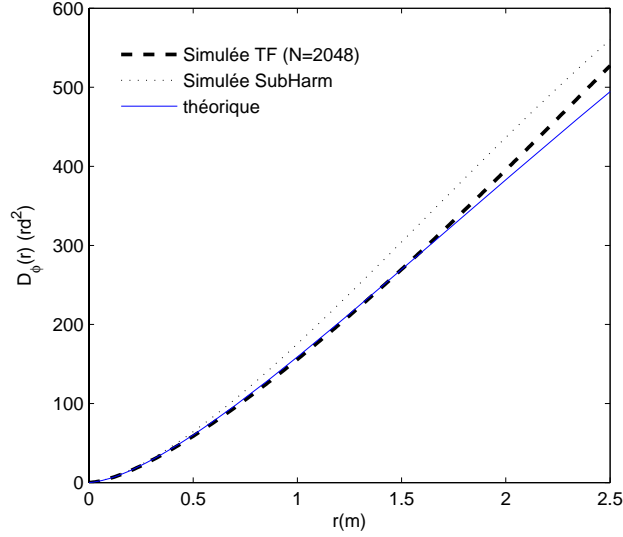


FIGURE 4.3 – Comparaison de la fonction de structure des fluctuations de la phase théorique et celle calculée à partir des écrans de phase simulés avec la méthode spectrale sans et avec addition de sous-harmoniques.

$$\begin{aligned}\alpha(x, y) &= -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} \\ \beta(x, y) &= -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y}\end{aligned}\tag{4.6}$$

On aura pour un écran de phase bidimensionnel un écran d'AA de même taille et même échantillonnage spatial. Cet écran d'AA représente la distribution spatiale des angles d'arrivée du front d'onde avant d'atteindre la pupille, en d'autres termes il représente la déformation du front d'onde en tout point (x, y) à l'entrée de la pupille qui est donnée dans la figure 4.4.

Les AA vus par le télescope subissent un filtrage par la pupille qui se traduit par un effet de moyenne comme on peut le voir sur la figure 4.5. La fonction de structure temporelle des AA est donnée pour chaque intervalle de temps $dt = dx/V$. Le dx étant constant (le pas d'échantillonnage de l'écran obtenu par simulation), l'échantillonnage temporel va dépendre de la vitesse de translation de l'écran de phase sur la pupille. Si on considère que la couche turbulente se déplace avec une vitesse égale à $10m/s$, pour un $dx = 1cm$ ceci correspond à une translation de la pupille d'un pixel pendant un intervalle de temps $dt = 1ms$. Une couche deux fois plus rapide mettra deux fois moins de temps au passage sur la pupille. Ceci nous oblige

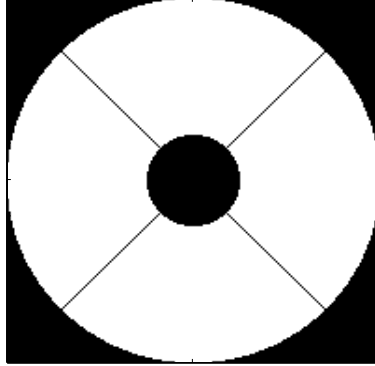


FIGURE 4.4 – Exemple de simulation du masque de la pupille de diamètre D ayant une obstruction centrale de diamètre $D/4$

à prendre des tailles des écrans de phase en fonction de la valeur de la vitesse avec laquelle il balaye la pupille de sorte à garder le même nombre de points pour la fonction de structure quelle que soit la vitesse de la couche et aussi le même échantillonnage dx . On peut évidemment fixer la taille des écrans de phase et changer dx en fonction de la vitesse. Le souci avec cette approche, sachant que l'échantillonnage spatial de la pupille est fixé par dx et que le nombre de points compris dans la matrice pupille $N_{PSF} = D/dx$ va être différent selon la vitesse de chaque couche. Le filtrage pupillaire sur les AA dépend de cet échantillonnage. De manière plus simple, créer des écrans de phase de même taille et de dx différents donnera des écrans d'AA avec des précisions différentes. Ce dernier se traduit par un effet de lissage des écrans d'AA comme on peut le voir sur la figure 4.5. Cet effet est aussi présent sur les fonctions de structure. Il sera plus au moins accentué selon que N_{PSF} sera grand ou petit.

La fonction de structure calculée sur les AA simulés en tenant compte du filtrage de la pupille est comparée avec la théorique dans la figure 4.6. Dans cet exemple, nous avons pris $D = 10cm$ comme diamètre de la pupille pour se mettre dans le cas GSM, avec un échantillonnage spatial $dx = 1cm$ et $N_{PSF} = 10pixels$, ainsi la pupille est échantillonnée sur 10×10 pixels. Des tests avec des échantillonnages plus fins ($dx = 5mm, 1mm$) ont été réalisés mais cela n'a pas amélioré significativement nos résultats. Donc il est inutile de prendre des matrices plus grandes. Prendre $dx = 1cm$ est un bon compromis entre la limitation en mémoire (temps de calcul) et la taille physique du front d'onde nécessaire pour déterminer le temps de cohérence.

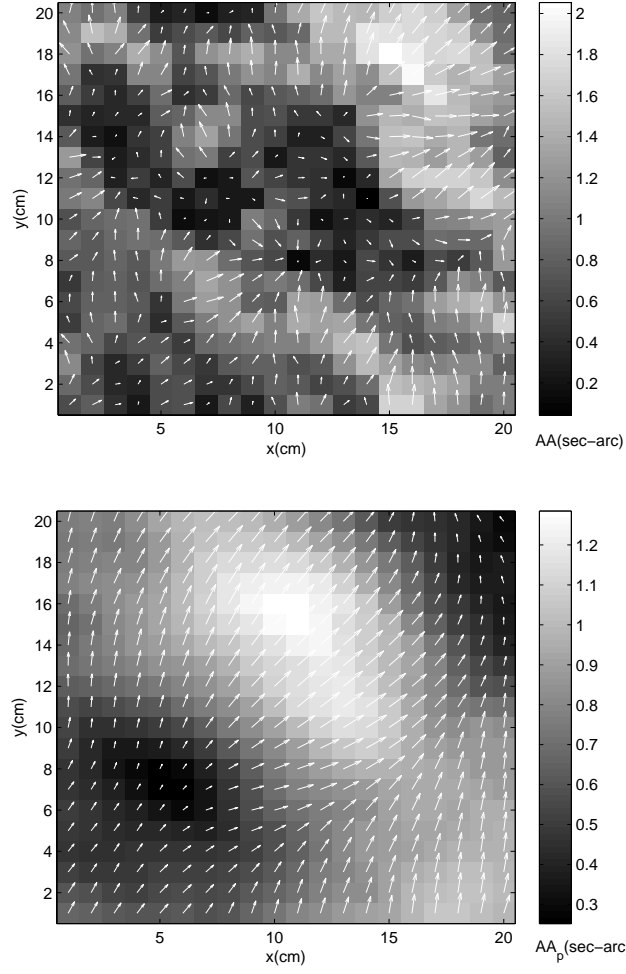


FIGURE 4.5 – Exemple d'un écran d'AA (en haut) et l'écran d'AA avec le filtrage de la pupille (en bas) de diamètre $D = 10cm$ pour $r_0 = 10cm$, $\lambda = 0.5\mu m$ et $\mathcal{L}_0 = 20m$

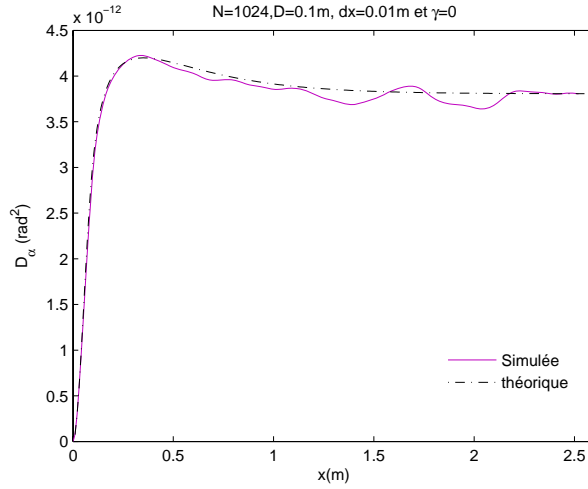


FIGURE 4.6 – Fonction de structure des AA tenant compte du filtrage de la pupille de diamètre $D = 10\text{cm}$ pour $r_0 = 10\text{cm}$, $\lambda = 0.5\mu\text{m}$ et $\mathcal{L}_0 = 20\text{m}$

4.2.3 La détermination du temps de cohérence dans le cas d'une couche

Nous allons présenter dans cette section, la méthode utilisée pour calculer à partir des angles d'arrivée le temps de cohérence que l'on notera τ_α . On discutera les différents effets des paramètres de turbulence comme l'échelle externe, le r_0 ainsi que le diamètre de la pupille et la vitesse du vent sur la valeur de τ_α . Une comparaison avec les valeurs théoriques est ensuite donnée.

La cohérence temporelle de la phase et des AA

Parmi tous les temps caractéristiques donnés dans la littérature en fonction de l'application et de l'observable mesurée, on se focalisera sur le temps de cohérence de la phase défini par Roddier. Ce dernier noté τ_0 correspond au temps pour lequel la fonction de structure de la phase est égale à 1rad^2 . Dans le modèle de Kolmogorov, et en supposant que l'on est dans le cas des grands diamètres ($D \gg r_0$), il est donné par la formule (Roddier, 1982[79])

$$\tau_0 = 0.31 \frac{r_0}{V^*} \quad (4.7)$$

où V^* est la vitesse moyennée et pondérée sur les différentes couches turbulentes. Le temps de cohérence des AA est défini comme étant le temps de chute de la fonction de structure des AA $D_\alpha(t)$ d'un facteur K' par rapport

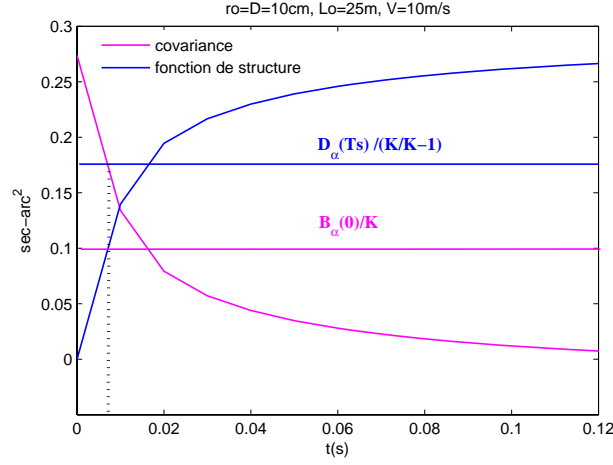


FIGURE 4.7 – La définition du τ_α à partir de la fonction de structure ou la covariance des fluctuations d'AA

à la saturation que l'on a choisi égale à e dans le cas de GSM. Ceci est équivalent au temps de chute de la fonction de covariance $B_\alpha(t)$ d'un facteur $K = K'/(K' - 1)$ par rapport à l'origine (la variance) comme montré sur la figure 4.7 [23].

4.2.4 Effet de la direction du vent sur la valeur de τ_α

Étudier la variation de τ_α en fonction des conditions de turbulence pour essayer d'avoir un ordre de grandeur ou éventuellement faire des prédictions quant à son évolution, nous mène à l'étude de la fonction de structure temporelle des fluctuations d'AA. Cette dernière dépend de plusieurs paramètres tel que r_0 , l'échelle externe \mathcal{L}_0 et la direction du vent γ . Ces effets définis analytiquement [23], sont aussi visibles sur les résultats de la simulation (figure 4.8). On montre dans cette figure la différence des valeurs de τ_α obtenues pour $\mathcal{L}_0 = 100m$ et pour $\mathcal{L}_0 = 1m$ en fonction de $1/V$. En considérant que ces deux valeurs d'échelle externe sont les valeurs extrêmes, on peut dire que l'écart maximal introduit par la valeur de l'échelle externe sur la valeur de τ_α est défini par la pente sur la figure $\Delta\tau = 0.03/V$. De la même façon on montre l'effet de la direction du vent sur le temps de cohérence. On note sur la figure 4.8 (en bas), que l'erreur maximale introduite sur la valeur de τ_α mesuré entre les deux valeurs extrêmes $\gamma = 0$ et $\gamma = \pi/2$ est donnée par la pente dans la figure 4.8 par $\Delta\tau_{AA} = 0.08/V$. Ces valeurs sont données comme un exemple où on a pris le cas de GSM où $r_0 = D = 10cm$.

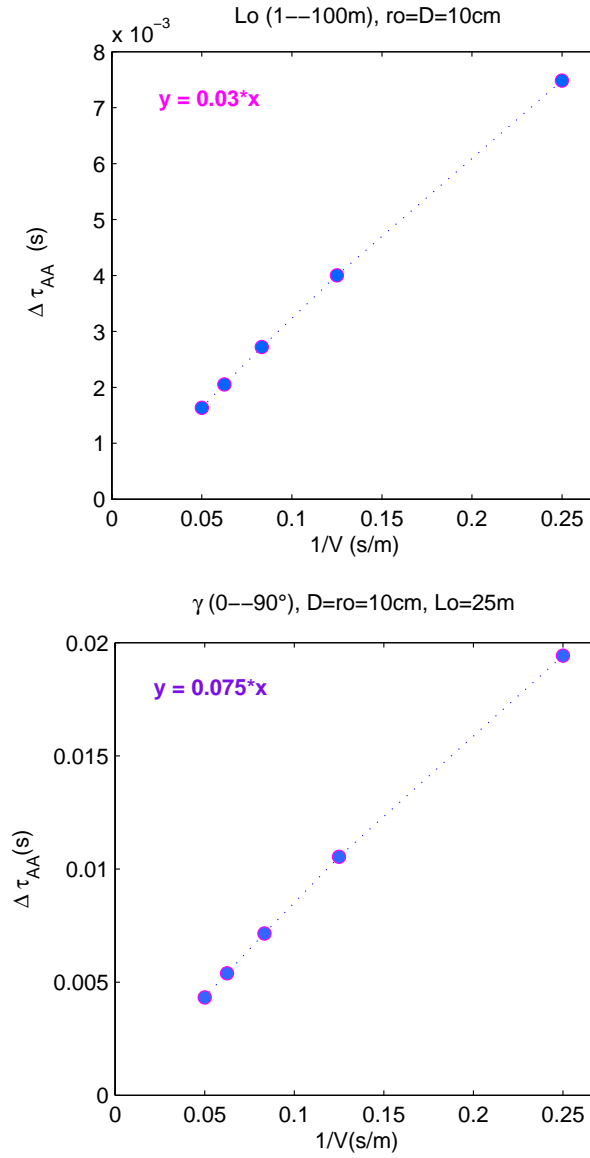


FIGURE 4.8 – Un exemple de l'erreur maximale sur la détermination de la valeur de τ_α calculé pour deux valeurs extrêmes de l'échelle externe (1 et 100m) (en haut) et l'erreur maximale due à la direction du vent calculée pour $\gamma = 0$ et $\pi/2$ (en bas)

Cependant dans le cas de GSM, l'échelle externe est mesurée et son effet qui est faible peut être déterminé, contrairement à l'effet de la direction du vent. En effet, avec GSM on ne peut connaître la direction du vent puisque les mesures sont effectuées sur une seule direction (longitudinale). Autrement dit, les valeurs de τ_α sont données avec une imprécision due à la direction. Cette erreur peut être estimée analytiquement de façon générale en utilisant la formule de τ_α donnée dans le cas $r > D$ par Conan (2000) [23] avec \mathcal{L}_0 pris infini et en suivant le même raisonnement on définit la formule de τ_α dans le cas $r < D$ tel que :

$$\begin{aligned}\tau_\alpha &= 0.0029K^3[5 - \cos(2\gamma)]^3\frac{D}{V}, & (r > D) \\ &= 1.62\sqrt{\frac{K-1}{K}}[2 + \cos(2\gamma)]^{-1/2}\frac{D}{V}, & (r < D)\end{aligned}\quad (4.8)$$

où D est le diamètre de la pupille et γ est la direction du vent par rapport à la direction de mesure. La valeur du temps de cohérence ainsi défini est comprise entre une valeur minimale lorsque le vent se déplace dans la même direction que la direction de mesure ($\gamma = 0$) et une valeur maximale lorsque le vent se déplace dans la direction perpendiculaire ($\gamma = \frac{\pi}{2}$). A défaut d'information précise sur la direction du vent dans le cas GSM, on peut définir comme barre d'erreur sur le τ_α l'erreur maximale introduite par la valeur de γ donnée par $\Delta\tau_\alpha = 0.5(\tau_\alpha(\frac{\pi}{2}) - \tau_\alpha(0))$, et une valeur moyenne $\bar{\tau}_\alpha = 0.5(\tau_\alpha(\frac{\pi}{2}) + \tau_\alpha(0))$. On peut donc écrire le temps de cohérence de la façon suivante en utilisant l'équation 4.8

$$\begin{aligned}\tau_\alpha &= \frac{D}{V}K^3[0.39 \pm 0.22], & (r > D) \\ &= \frac{D}{V}\sqrt{\frac{K-1}{K}}[1.21 \pm 0.34], & (r < D)\end{aligned}\quad (4.9)$$

On constate de l'équation 4.9 que l'erreur relative liée à la direction de mesure est plus importante avec 56% lorsque $r > D$ contre 28% dans le cas $r < D$. Le choix du facteur de chute K' de la fonction de structure de fluctuation d'AA ou de la covariance doit tenir compte de cet aspect là. Dans le cas GSM où on prend $K' = e$, on a généralement $r < D$ donc ($\tau_\alpha < D/V$) on se retrouve dans le cas où l'incertitude sur le τ_α due à la direction du vent est $< 28\%$.

On peut conclure, que le temps de cohérence des fluctuations d'AA est plus sensible aux conditions d'observation. Il tient plus compte des contraintes expérimentales que le temps Roddier où le filtrage de la pupille, l'échelle externe et la directions du vent n'interviennent pas. Il reste néanmoins, un

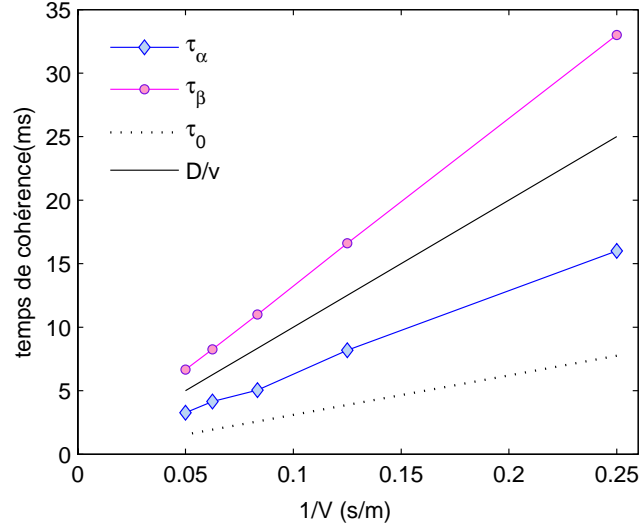


FIGURE 4.9 – τ_α dans les deux directions vs $1/V$ pour $r_0 = D = 10cm$, $L_0 = 25m$ pour un coefficient de chute $K = e$, comparaison avec τ_0 (Roddier) et D/V

paramètre de référence grâce à son large champ d'application dans le domaine d'interférométrie à grande base, l'optique adaptative ainsi que toutes les techniques basées sur l'étude de la phase. Cependant, la relation entre ces deux temps de cohérence est facile à établir. Connaissant la valeur de r_0 il suffit de multiplier τ_α par le facteur r_0/D . Dans la figure 4.9, on représente les valeurs de τ_0 en fonction de $1/V$ et aussi le τ_α calculé dans les deux directions de vent pour $K' = e$. Le rapport entre les deux temps de cohérence est constant pour un r_0 donné. Il est donné par le rapport des pentes.

4.2.5 Effet du temps de pose (cas des mesures réelles)

Un aspect fondamental à prendre en compte dans la simulation, c'est le temps de pose qui est fini. Dans le cas de GSM par exemple le temps de pose est 5ms. Les données acquises dans ce cas ne sont pas instantanées mais intégrées sur le temps de pose. Ceci a pour effet de moyenner les AA durant le temps de pose, d'où l'intérêt de poser le moins longtemps possible pour s'assurer que la turbulence est restée figée. Pour cela le temps de pose doit être toujours inférieur au temps de cohérence. Dans la figure 4.10, on montre que lorsque la vitesse du vent dépasse $15m/s$, τ_α est plus court que le temps de pose de GSM, on ne peut donc l'estimer directement de la fonction

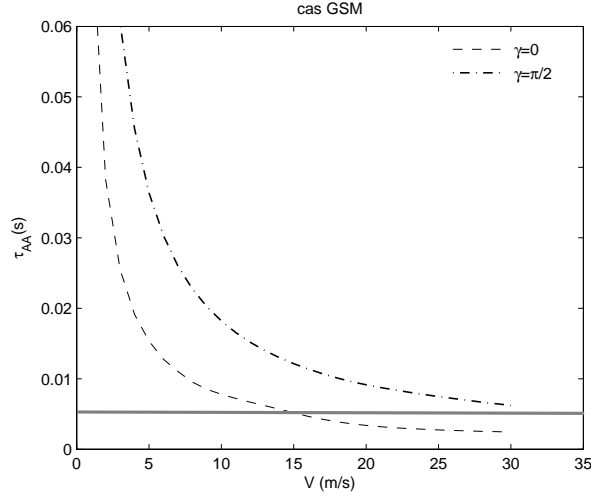


FIGURE 4.10 – Un exemple où le temps de cohérence des AA devient plus petit que le temps de pose qui est égal à 5ms (cas GSM) lorsque la vitesse du vent $V > 15m/s$ pour $ro = D = 10cm$ et $Lo = 25m$

de structure des fluctuations d'AA comme expliqué plus haut. Cependant, on a constaté qu'il existe une relation linéaire entre τ_α et le temps de pose T_{expo} comme montré dans la figure 4.11. Dans cet exemple, on a calculé les fonctions de structure temporelles sur un même écran d'AA mais avec des temps de poses différents. Ensuite on a calculé pour chaque temps de pose la valeur de τ_α correspondant. On note que plus le temps de pose est grand plus la variance des fluctuations d'AA chute (figure 4.11). Par conséquent on surestime le temps de cohérence. Toutefois, la relation entre le temps de pose et le temps de cohérence est linéaire. τ_α réel est alors obtenu par une simple extrapolation de la droite à l'origine. C'est la méthode adoptée avec le GSM où on prend des poses avec 5ms et 10ms puis on extrapole à l'origine.

4.3 La détermination de τ_α dans le cas multicouche

Dans le paragraphe précédant, on a calculé le temps de cohérence en considérant une seule couche turbulente caractérisée par les paramètres intégrés de turbulence. Dans ce qui suit on va considérer les profils verticaux de la turbulence et étudier leurs effets sur la valeur de τ_α . Pour simuler la propagation du front d'onde à travers plusieurs couches il faut prendre cer-

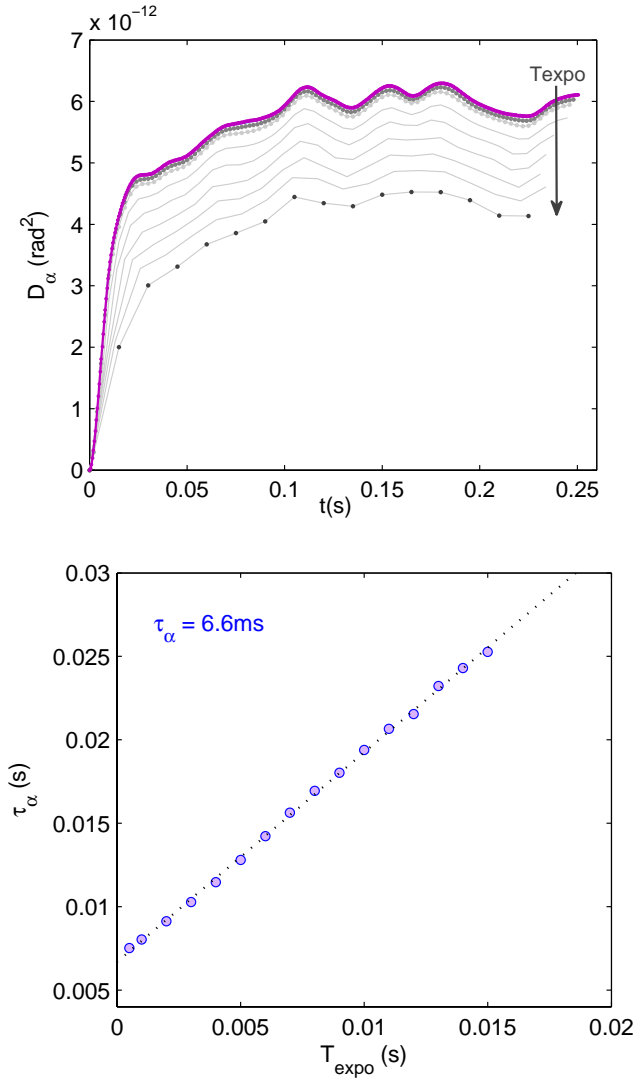


FIGURE 4.11 – Chute de la variance donnée par la hauteur de la fonction de structure à mesure que le temps de pose (T_{expo}) augmente (en haut). Détermination de $\tau_\alpha = 6.6\text{ms}$ par extrapolation de la droite à l'origine pour $ro = D = 10\text{cm}$, $Lo = 25\text{m}$ et $V = 10\text{m}$

taines considérations comme le choix de l'échantillonnage spatial sur toutes les couches, la diffraction entre deux couches successives ainsi que la vitesse et la direction de déplacement de chaque couche. Ainsi, si on simule deux couches différentes, on génère deux écrans d'AA avec considération de la diffraction de Fresnel entre ces deux couches. Leur échantillonnage spatial dx doit être le même pour avoir la même statistique dans le calcul de la fonction de structure associée au front d'onde se propageant à travers ces différentes couches. Si maintenant on suppose que la première couche se déplace avec une vitesse \vec{V} correspondant à un déplacement de la pupille de 1 pixel dans l'écran d'AA, alors la deuxième couche ayant une vitesse \vec{V}' doit se déplacer avec un nombre n entier de pixels. Cela nous oblige à prendre des vitesses de couches qui soient des multiples entiers de pixels ($\vec{V}' = n\vec{V}$). Par conséquent, la taille des écrans doit être prise comme un multiple entière les uns des autres. Au final, l'écran d'AA total au sol sera la somme de tous les écrans d'AA individuels.

Effet de la vitesse du vent et sa direction

Dans la simulation nous avons pris comme paramètres d'entrée, des profils de turbulence mesurés avec des ballons sondes lors de la campagne d'observation 1998 à Cerro Pachon. Comme on peut le voir sur la figure 4.12, le profil vertical de la vitesse moyenné sur la période d'observation se compose de quatre couches distinctes. La couche planétaire (Ground Layer) entre 0 et 1Km, l'atmosphère libre est décomposée en trois couches 1 – 7Km, le jet-stream (7 – 17Km) et 17 – 25Km. Afin de comparer les résultats expérimentaux, nous avons réalisé par simulation numérique quatre écrans d'AA ayant les caractéristiques données par ces profils ($C_n^2(h)$, $V(h)$ et la direction du vent $\gamma(h)$).

Le temps de cohérence calculé à partir de la fonction de structure multicouche, est donné dans la figure 4.13, où on représente la valeur obtenue pour plusieurs réalisations et la valeur moyenne correspondante avec des temps de pose croissants. On constate que le temps de cohérence est plus faible dans le cas où toutes les couches se déplacent parallèlement à la direction de mesure (cas longitudinal). La valeur de τ_α où l'on tient compte de la direction du vent des quatre couches est plus représentative du cas réel.

Discussion et conclusion

D'un point de vue global, on peut dire que la cohérence temporelle des AA dépend de la direction du vent, elle est optimale lorsque les mesures sont ef-

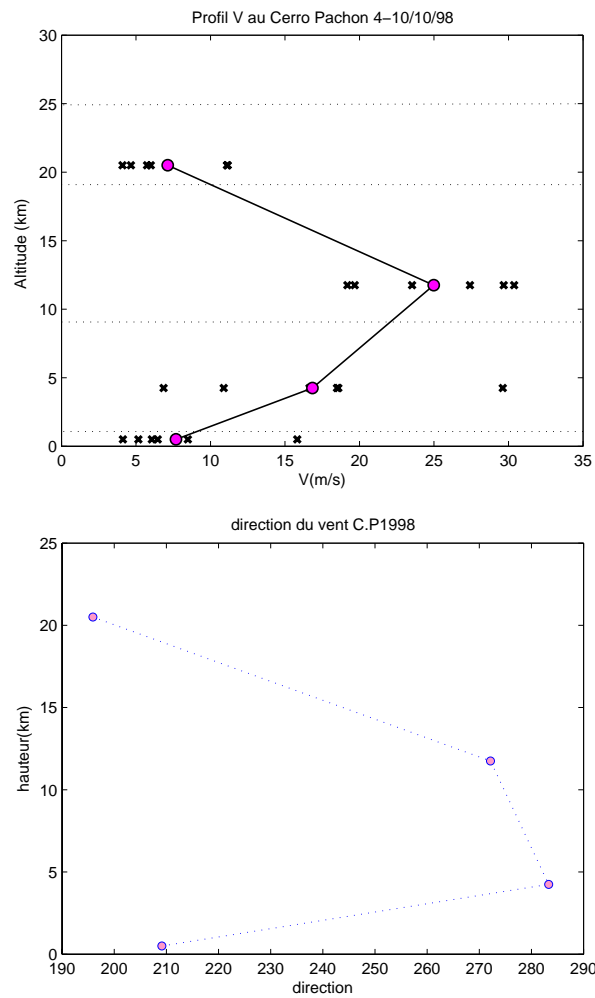


FIGURE 4.12 – Profil moyen de la vitesse du vent obtenu par le lancer de ballons lors de la campagne du 4–10 Octobre 1998 à Cerro Pachon (en haut) et le profil de la direction du vent correspondant (en bas).

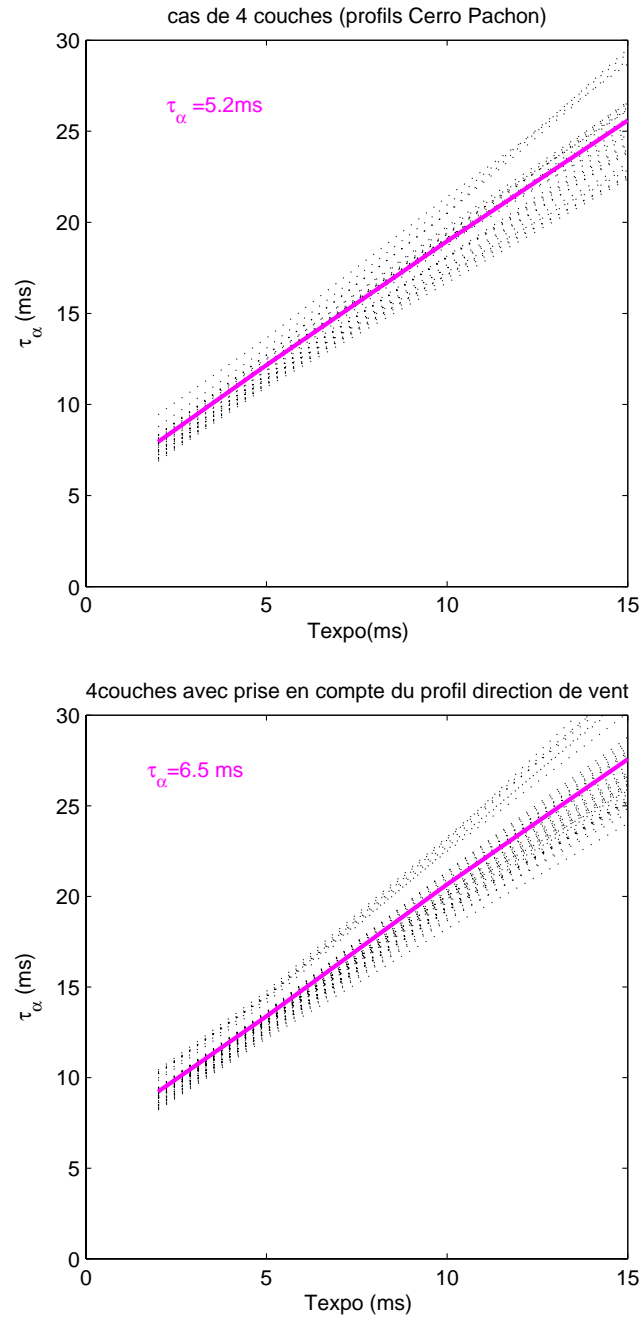


FIGURE 4.13 – Le temps de cohérence dans le cas multicouche suivant le profil de Cerro Pachon 1998 de $C_n^2(h)$ et de $V(h)$ (en haut), et le temps de cohérence en tenant compte du profil de la direction du vent $\gamma(h)$ mesuré dans cette campagne.

fectuées parallèlement à la direction de déplacement de la couche turbulente. Cependant comme discuté dans le chapitre 2, l'aspect multicouche soulève la question sur l'équivalence entre les valeurs intégrées au sol et la valeur déduite à partir de profils de turbulence. Pour le temps de cohérence si toutefois on considère le cas multicouche où les directions du vent diffèrent d'une couche à l'autre, la valeur optimale est obtenue lorsque la couche dominante en énergie se déplace parallèlement à la direction de mesure. Le sens de déplacement des couches n'a cependant pas d'effet sur la cohérence temporelle des fluctuations d'AA. La simulation numérique nous a permis ici de valider la méthode de calcul du temps de cohérence appliquée sur des mesures expérimentales avec GSM ; elle peut cependant être généralisée sur tous les instruments de type Shack-Hartman. La sensibilité du temps de cohérence des AA à la direction du vent a été discutée dans ce chapitre, cette dépendance est levée lorsque les mesures des AA se font dans les deux directions (perpendiculaire et parallèle à la base). Les contraintes techniques de GSM ne permettent pas une telle application, avec les autres instruments tels le DIMM, le Shack-Hartmann ou encore LOTUCE ceci reste possible, il faut cependant avoir une dynamique d'acquisition de l'ordre de la milliseconde d'où l'intérêt d'avoir des caméras rapides. Au final, la simulation de la turbulence en multicouche a permis de mettre en évidence l'importance des profils de turbulence dans la mesure du temps de cohérence des AA où on a montré un écart de 20% sur la valeur de τ_α lorsque la direction du vent sur les différentes couches varie, et ce pour un même profil $C_n^2(h)$ et même profil du module de la vitesse $V(h)$.

Chapitre 5

Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse a été dédié à la caractérisation de la turbulence optique afin d'améliorer les méthodes de mesure dans les observation en haute résolution angulaire. J'ai donc consacré une partie de mon travail à la mesure des principaux paramètres caractéristique de la turbulence de manière générale ainsi que ses profils verticaux. Puis je me suis focalisée sur la caractérisation de la turbulence dans le voisinage du télescope.

Dans le premier chapitre je donne les principes théoriques sur lesquels a été construite toute cette étude. Dans le chapitre 2, je présente l'étude expérimentale de la turbulence optique basée sur les résultats de la campagne de mesures à Paranal en décembre 2007. Les données des six instruments utilisés dans cette campagne que j'ai analysées montrent un accord pour les valeurs intégrées au sol comme le seeing, l'angle isoplanétique et l'échelle externe. Cette même analyse montre qu'une caractérisation en multicouche est plus représentative de la turbulence réelle que celle donnée par le modèle monocouche. En effet, les profils de C_n^2 donnent une estimation des contributions en énergie turbulente des différentes couches. La comparaison des différentes mesures m'a permis d'établir un profil moyen d'énergie à Paranal où je montre que la couche de surface se trouve dans les premiers 30m au dessus du sol et contribue pour la majeure partie de la turbulence se trouvant en dessous des 100m (80%). Ce résultat basé sur une étude statistique des mesures expérimentales a été confirmé par d'autres mesures effectuées peu de temps après notre campagne. Ceci nous a incités à focaliser notre étude sur cette partie de l'atmosphère. La partie originale de cette étude est cependant l'extraction des premiers profils d'échelle externe à Paranal à partir des mesures des fluctuations d'AA sur le bord lunaire avec MOSP. La valeur intégrée au sol a déjà été évaluée durant de précédentes campagnes de mesures à Paranal où on retient une valeur caractéristique de 22m pour le site en question. Comme pour l'énergie, la distribution verticale de l'échelle externe

est importante dans la caractérisation de site. En comparant les modèles de turbulence dans les deux approches monocouche et multicouche, je montre que la valeur intégrée au sol est une grandeur qui va dépendre du profil de l'échelle externe de façon non linéaire mais surtout que la valeur sera différente selon l'instrument la mesurant. Ceci est dû au fait que l'équivalence entre le modèle monocouche et multicouche en terme d'échelle externe dépend des conditions d'observation mais aussi des contraintes instrumentales comme le diamètre de la pupille et la base de mesure. Dans l'analyse où je compare la valeur de l'échelle externe intégrée au sol par GSM et le profil vertical donné par MOSP je montre que l'équivalence est vérifiée lorsqu'on considère le cas des diamètres petits devant l'échelle externe.

Pour bien rendre compte de la pertinence de ces résultats, j'ai donné les implications de ces valeurs dans les techniques HRA. Pour l'interférométrie, la valeur de l'échelle externe intervient dans les observations avec des grandes bases. Je montre, en effet, que la variance des fluctuations de la phase entre les deux pupilles de l'interféromètre va être non seulement moins importante lorsque l'échelle externe est inférieure à la base mais en plus elle va saturer et ne dépendra plus de l'énergie de la turbulence. En tenant compte des valeurs moyennes que j'ai obtenues pour le site de Paranal, où l'échelle externe est égale à 23m donc inférieure à la base, la variance des fluctuations de la phase est souvent saturée y compris durant les conditions de fortes turbulences. Ceci veut dire que l'excursion de la ligne à retard sera faible, elle ne dépassera pas $2\mu m$ pour toute base supérieure à \mathcal{L}_0 . D'où l'intérêt de connaître la valeur réelle de l'échelle externe donnée par son profil vertical puis en déduire la valeur intégrée qui correspond à l'instrument utilisé selon son diamètre et sa base.

Pour l'Optique Adaptative, l'effet de l'échelle externe intervient dans la valeur des variances des modes de correction en particulier ceux de faible ordre. Pour cela, j'ai généré un écran de phase pour simuler les déformations d'un front d'onde avec les valeurs moyennes de \mathcal{L}_0 et r_0 mesurées lors de cette campagne. J'ai ensuite déterminé les aberrations optiques à corriger en suivant la décomposition modale de la phase en modes de Zernike. Puis j'ai calculé les variances de la phase résiduelle correspondante. On note que la variance des modes de faible ordre est sensible à la valeur de l'échelle externe en particulier le tilt. Je montre que dans le cas du VLT la variance du tilt augmente avec l'énergie de la turbulence tant que l'échelle externe reste supérieure à 8m. Lorsque le diamètre du télescope devient plus grand que l'échelle externe la variance chute. Ce qui est vraisemblablement le cas à Paranal même si les statistiques montrent une valeur moyenne de 23m d'échelle externe. La probabilité que l'échelle externe décroît à moins de 12m reste assez importante avec 25% des valeurs enregistrées lors de cette

campagne. Pour les ELTs, la probabilité que l'échelle externe soit inférieure au diamètre du télescope est encore plus grande. La variance du tilt est dans ce cas faible donc il n'y a plus besoin d'utiliser un miroir déformable à part pour corriger le tilt. Ce dernier aura la même magnitude que celle des autres aberrations d'ordre supérieur.

L'intérêt d'établir un profil de l'échelle externe et de C_n^2 au lieu des paramètres intégrés intervient aussi en optique adaptative multiconjuguée, où la correction se fait non pas par un seul miroir déformable mais par plusieurs qui sont conjugués optiquement selon les hauteurs des couches turbulentes. On montre aussi que pour les deux systèmes de compensation, il est parfois nécessaire de créer une étoile de référence artificielle afin d'établir une bonne analyse des déformations introduites par la turbulence sur le front d'onde. L'étoile de référence doit être choisie dans le domaine isoplanétique de l'objet observé. Ce domaine est défini en fonction de la cohérence de la phase entre les deux points. L'écart entre la valeur du tilt entre ces deux points dépend de la hauteur de la couche de la turbulence et de son échelle externe. Cet écart a été calculé pour les valeurs de \mathcal{L}_0 et C_n^2 obtenues lors de cette campagne avec les hauteurs correspondantes. On a montré que l'écart du tilt augmente avec la distance de séparation jusqu'à ce que la base atteigne la valeur de l'échelle externe. Donc, pour les petites valeurs d'échelle externe l'écart sera plus faible, par conséquent le domaine isoplanétique sera plus large.

Dans le deuxième chapitre, je me suis intéressée à la turbulence au voisinage du télescope où je commence par donner un aperçu sur les différentes études effectuées pour sonder cette turbulence. Ces études se sont basées, pour la plupart, sur des mesures de températures et de vitesse d'écoulement d'air. Ceci a permis de faire une caractérisation qualitative des conditions de turbulence à l'intérieur de la coupole. Mon travail a cependant été consacré à étudier la turbulence optique créée par l'interaction du milieu intérieur de la coupole et la couche de surface à l'extérieur. Donc pour faire une caractérisation optique j'ai proposé un nouvel instrument appelé LOTUCE qui est capable de mesurer les paramètres usuels de la turbulence optique comme le r_0 et \mathcal{L}_0 à l'intérieur d'une coupole. Dans ce chapitre, j'ai défini le principe théorique utilisé pour LOTUCE qui est basé sur les mesures des fluctuations d'AA. J'ai donné une description de l'expérience et la conception de l'instrument avec une spécification de tous les composants optiques et mécaniques utilisés. Le montage et les réglages nécessaires comme l'alignement de faisceaux, temps d'exposition et intensité d'entrée sont aussi expliqués. J'ai ensuite présenté les résultats des différents tests de calibration que j'ai effectuée en plusieurs étapes : la première étape était les tests de sensibilité de l'instrument aux très faibles turbulences réalisée avec seulement deux spots au laboratoire de FIZEAU puis dans les laboratoires de l'ESO (Gar-

ching). Ces tests ont montré que LOTUCE peut mesurer des fluctuations d'AA de variance plus faibles que la milliseconde d'arc carrée. Les tests de calibration que j'ai effectués sur des séries plus longues ont donné une estimation sur la stabilité de l'instrument face aux vibrations externes dont je donne les spectres. Ces derniers ont montré que les vibrations sont transmises aux quatre faisceaux à la même fréquence et de même magnitude donc n'affectent pas nos mesures qui sont différentielles. L'étude des sources de bruits qui peuvent affecter les mesures est aussi présentée. Je montre que LOTUCE, contrairement à la plupart des moniteurs de seeing ne souffre pas du bruit photonique, le bruit thermique est faible aussi mais à cause des trajets horizontaux que traversent les différents spots il y a une turbulence résiduelle que l'on a estimée. Cette turbulence résiduelle reste faible dans les deux cas ; forte et faible turbulence.

Après les tests vient l'étape du traitement de données et leurs analyses en utilisant des programmes que j'ai développés sous MATLAB. Dans le chapitre 3, j'ai donné en détail la méthode utilisée qui consiste en l'extraction des barycentres des quatre spots sur chaque image d'une série d'acquisition. Sachant que les fluctuations des barycentres correspondent aux fluctuations des AA alors la variance de ces fluctuations nous permet de déterminer la valeur de r_0 et de C_n^2 en suivant deux méthodes : pour la première, j'utilise la méthode du DIMM où on calcule la variance différentielle entre deux voies. Pour la deuxième on calcule la variance sur chaque voie en tenant compte de l'échelle externe. Les deux méthodes donnent des valeurs comparables de r_0 . La différence nous donne une estimation de l'échelle externe qui se présente dans cette comparaison comme un terme de correction. Les valeurs obtenues sur ces séries de mesures nous donnent une idée sur l'intensité de l'énergie qui est non négligeable avec $r_0 = 5cm$. La valeur de l'échelle externe à l'intérieur de la salle est de l'ordre de 2m, ce qui confirme nos prédictions pour l'échelle externe dans un milieu à dimensions finies qui ne peut pas être plus grande que la dimension de ce milieu.

Je me suis intéressée ensuite à la caractérisation de cette turbulence où j'ai pris des mesures dans le cas de faible turbulence lorsque la salle est complètement isolée. Puis j'ai pris d'autres mesures lorsque la turbulence est plus importante. Dans ce cas, la turbulence à l'intérieur de la salle interagit avec le milieu extérieur comme le ferait la turbulence à l'intérieur d'une coupole ouverte durant les observations. La première analyse consistait à vérifier l'isotropie de la turbulence. Ceci étant un point important pour effectuer une quelconque modélisation. J'obtiens dans le cas de faible turbulence, un écart entre la variance des fluctuations d'AA donnée dans les deux directions perpendiculaire et parallèle à la base de mesure. J'en conclus que cet anisotropie est due au fait que la turbulence n'est pas homogène et la radiation du sol

fait que les structures convectives montent vers le haut de la salle dans le sens perpendiculaire (transverse) à la base, donc on a plus d'énergie dans cette direction. Si la condition d'isotropie n'est pas vérifiée on ne peut parler de modèle de turbulence optique au sens classique. Un suivi plus long de cette turbulence peut cependant donner un moyen de modéliser cette turbulence. Il est évident qu'une éventuelle modélisation sera forcément différente selon le milieu étudié. On aura une caractérisation propre à chaque coupole. Cette question sera reprise dans les futures expériences dans une vraie coupole. Ici j'ai considéré que cette turbulence est négligeable. J'ai refait les tests dans des conditions de forte turbulence où il a suffi d'ouvrir la porte qui donne sur l'extérieur et à l'opposé la porte qui donne sur le couloir. La circulation d'air et le mélange des écoulements d'air chaud et froid a instantanément créé une turbulence plus importante. Les variances des fluctuations d'AA deviennent homogènes dans les deux directions pour les quatre voies. La turbulence est développée et isotrope. À partir de là il était possible de faire une modélisation. J'ai calculé les fonctions de covariance des fluctuations des AA dans les deux directions et j'ai comparé avec les modèles classiques : von Karman, Greenwood-Tarazano et le modèle Exponentiel. Je montre par ajustement entre la fonction théorique et la fonction expérimentale moyennée sur plusieurs réalisations que le modèle de von Karman semble le plus approprié. J'en ai déduit la valeur de \mathcal{L}_0 qui est cohérente avec celle donnée par la méthode des variances. L'analyse statistique où on donne les histogrammes des valeurs mesurées confirme que les fluctuations d'AA sont bien représentées par une distribution normale. J'ai présenté aussi une nouvelle méthode pour calculer l'échelle externe à partir de l'intégrale de la fonction de covariance sur les différentes bases. Cette méthode a l'avantage d'être simple et moins coûteuse en temps de calcul. C'est la méthode que j'ai utilisée pour calculer l'échelle externe à partir des fonctions expérimentales de la covariance. J'ai choisi cette méthode en alternative à celle où les covariances expérimentales sont ajustées par les covariances théoriques au sens des moindres carrées qui est coûteuse en temps de calcul. Cette méthode qui est utilisée pour GSM suppose que la turbulence est décrite par l'un des modèles théoriques classiques. Or dans cette étude on ne sait pas si ces modèles sont les plus représentatifs de la turbulence locale. La méthode que j'ai proposée est indépendante du modèle utilisé. Elle permet en outre de faire une estimation d'une échelle externe équivalente à celle que donnerait un modèle classique. Dans cette étude, où on manque de statistique pour établir un modèle type de la turbulence locale j'ai choisi de définir une échelle externe équivalente à celle que donnerait le modèle de von Karman. J'obtiens ainsi des résultats cohérents avec ceux trouvés avec les autres méthodes. L'analyse spectrale des fluctuations d'AA sur les quatre voies constitue un autre moyen pour déter-

miner le comportement de la turbulence comparé avec celui donné dans les modèles classiques. J'ai montré que la turbulence locale suit trois régimes ; pour la partie basse fréquence on a une loi de puissance en $4/3$, pour les fréquences intermédiaires on a une loi de puissance de $-2/3$ puis en haute fréquence on a $-8/3$. Les changements de régime ont donné par analogie aux modèles classiques une estimation de l'échelle externe et de la vitesse du vent.

On peut dire que LOTUCE est un instrument qui a les avantages d'un DIMM avec une plus grande précision sur la détermination du barycentre. Il a l'avantage de GSM pour la mesure en multibase avec plus de facilité d'installation et changement de configuration des bases. Et contrairement à ces deux instruments, LOTUCE mesure les fluctuations d'AA dans les deux directions transverse et longitudinale. Il peut mesurer r_0 , C_n^2 intégré, l'échelle externe et la vitesse du vent. Le temps de cohérence τ_0 peut être déterminé indirectement à partir de la vitesse de vent et r_0 . Il reste néanmoins la mesure du temps de cohérence des AA de façon directe qui nécessite une caméra plus rapide que celle utilisée ici. Ceci est envisageable pour les futures mesures, car l'estimation du temps de cohérence est cruciale pour faire une caractérisation complète de la turbulence locale. Cependant, le principale avantage de LOTUCE est de pouvoir mesurer les covariances des fluctuations des AA dans les deux directions. Ceci nous permettra en cumulant assez de données d'établir le modèle qui décrit la turbulence locale. Depuis l'été 2011 LOTUCE est installé dans une coupole à La Silla au Chili, des tests de calibration sont en cours et les mesures de la turbulence locale seront données dans un futur proche. Dans une première étape la mesure se fera sur un trajet horizontal comme réalisé dans cette étude à l'OCA. Puis dans la seconde étape LOTUCE sera configuré de sorte à intégrer la turbulence que traverse un front d'onde depuis son entrée dans la coupole jusqu'à arriver au niveau du télescope. Dans cette configuration, le bloc d'émission sera installé en haut de la coupole et le bloc de détection au niveau du télescope. Avec possibilité d'intercalibration avec un autre instrument comme LuSci.

La dernière partie de ma thèse a été consacrée à l'étude temporelle de la turbulence. Dans le chapitre 4, je présente la méthode d'estimation du temps de cohérence τ_α à partir de la fonction de structure des fluctuations des AA. Cette méthode est utilisée pour GSM dont les résultats de mesures sont présentés dans l'article de ce chapitre. Ces mesures sont comparées avec les valeurs obtenues avec des ballons-sondes. Pour ces derniers, le temps de cohérence est défini au sens de Roddier qui est donné dans le cas des grands télescopes et \mathcal{L}_0 infinie. La comparaison montre une cohérence dans les valeurs. Ma contribution dans cette étude a été d'abord le développement de la formule analytique dans le cas des petites séparations ($r < D$) de la fonction de covariance qui est déjà donnée par Conan (2000)[23] dans le cas des

grandes séparations $r > D$. De façon analogue j'obtiens la formule de τ_α mais dans le cas où $r < D$, c'est le cas qui correspond le plus aux conditions de mesures avec GSM. Je montre à partir de cette formule analytique, l'influence de l'échelle externe et de la vitesse ainsi que sa direction sur la valeur de τ_α . Étant donné que GSM ne peut mesurer les AA que dans une seule direction, alors j'ai calculé l'erreur maximale due à la direction du vent sur la valeur de τ_α . J'obtiens ainsi une erreur relative maximale égale à 26%. De la même façon je montre que l'échelle externe introduit un biais sur la valeur de τ_α mais il est relativement faible et en plus il peut être corrigé puisque GSM mesure \mathcal{L}_0 . Enfin pour vérifier la validité de la méthode dans le cas des mesures expérimentales, j'ai effectué une étude par simulation numérique des fluctuations d'AA. Dans une première étape j'ai considéré le modèle monocouche. Par simulation numérique j'ai reproduit les conditions de turbulence présentées dans l'article ; j'ai généré des fronts d'onde subissant cette turbulence. Cette simulation m'a permis de tester la méthode décrite plus haut en prenant en compte le temps d'exposition fini auquel on est confronté dans les mesures expérimentales. Je montre que la valeur du temps de cohérence croît de façon linéaire avec le temps d'exposition. Le temps de cohérence réel sera donc obtenu par une simple extrapolation à l'origine où le temps d'exposition est nul comme dans la théorie. Cette méthode, déjà utilisée pour GSM, peut être généralisée sur les autres instruments. Ainsi on est capable d'évaluer la valeur de τ_α même avec un échantillonnage temporel plus large que le temps de cohérence. Cette méthode est d'autant plus efficace lorsque la vitesse du vent ne dépasse pas $15m/s$. La deuxième partie de la simulation a été consacrée à l'étude du temps de cohérence dans le cas multicouche. J'ai généré des fronts d'onde qui traversent plusieurs couches. J'ai utilisé dans ce cas là, les profils expérimentaux de C_n^2 et de la vitesse qui sont présentés dans l'article. La distribution en énergie de la turbulence donnée par les profils montre quatre couches distinctes. C'est le nombre de couches qu'on a introduit dans cette simulation. En suivant la même méthode, je calcule le temps de cohérence sur le front d'onde arrivé au sol. J'ai montré d'abord que le temps de cohérence est plus petit lorsque la vitesse moyennée sur les couches augmente. Puis en prenant les mêmes profils de vitesse et C_n^2 je montre que la valeur de τ_α est différente selon la direction du vent sur chaque couche. J'obtiens ainsi la plus petite valeur lorsque toutes les couches se déplacent parallèlement à la direction de mesure. En introduisant le profil de la direction de vitesse donné dans l'article je retrouve une valeur de τ_α comparable à celle donnée par les ballons-sondes. Je conclus de cette étude que le temps de cohérence défini à partir des fluctuations des AA est plus représentatif des conditions réelles de mesure. Il est en effet sensible aux perturbations créées par la turbulence en plus des effets instrumentaux du système optique qui le

mesure. Aussi de cette simulation, je montre encore une fois l'intérêt d'avoir une bonne estimation de la distribution verticale de l'énergie et de l'échelle externe mais aussi celle de la vitesse et de sa direction.

Annexe A

Annexes

A.1 Wavefront Characterization Campaign at Paranal Using GSM, Mosp, Dimm-Mass Lusci and SCIDAR

Proceeding of Optical Turbulence Astronomy Meets Meteorology, 2009otam.conf..108D
(2010)

Conference Date : 15 - 18 September 2008,

Conference Location : Sardinia, Italy,

Conference Chairs : Elena Masciadri (Istituto Nazionale di Astrofisica,
Italy) & Marc Sarazin (European Southern Observatory, Germany),

WAVEFRONT CHARACTERIZATION CAMPAIGN AT THE VLT OBSERVATORY PARANAL, DECEMBER 2007, USING GSM-MOSP-DIMM-MASS-LUSCI AND SCIDAR

WASSILA DALI ALI*, AZIZ ZIAD, AMOKRANE BERDJA, JEROME MAIRE and
JULIEN BORGNINO

*Laboratoire H. FIZEAU, OCA, CNRS UMR 6525, Université de Nice - Sophia
Antipolis, Campus Valrose
F-06108 Nice Cedex 2, France*

** E-mail: Wassila.DALI-ALI@unice.fr*

MARC SARAZIN, GIANLUCA LOMBARDI and JULIO NAVARRETE

*European Southern Observatory, Karl Schwarzschildstr.2,
85748 Garching, Germany
E-mail: msarazin@eso.org*

HECTOR VAZQUEZ RAMIO, MARCOS REYES, JOSE MIGUEL DELGADO and
JESUS J. FUENSALIDA

*Instituto de Astrofísica de Canarias, Via Lactea s/n,
38200 La Laguna, Tenerife, Spain*

ANDREI TOKOVININ and EDISON BUSTOS

*Cerro Tololo Inter-American Observatory,
Casilla 603 La Serena, Chile*

In the frame of the EU funded ELT Design Study, a wavefront characterization campaign has been conducted at Paranal VLT Observatory in December 2007 involving concurrent measurements with DIMM, MASS, GSM, MOSP, LuSci and SCIDAR. The campaign goals and instrumentation are described and preliminary results are presented.

Keywords: seeing, atmospheric turbulence.

1. Introduction

The objective of this campaign is to study the behavior of the wavefront perturbed by atmospheric turbulence at large scales in the perspective of

the E-ELT. Thus, different instruments have been used to probe the wavefront at different scales: AMBER (VLTI), NACO (VLT) and seeing monitors (GSM, DIMM). It is also question of the links between the turbulence distribution in the atmosphere and the behavior of the wavefront at large scales. Therefore, different profilers (SCIDAR, MOSP and MASS) have been operating simultaneously with the other instruments during the campaign.

2. Instruments participating to the 2007 Paranal campaign

2.1. *Cute-SCIDAR: Scintillation Detection And Ranging*

The principle of generalized SCIDAR is based on the spatial correlation of the binary stars scintillation images. The CCD detector that records these scintillation patterns is placed in the virtual plane of analysis conjugated to some negative altitude making SCIDAR sensitive to turbulence at low altitudes. The upgraded version of the Cute-SCIDAR instrument for Paranal has been developed by IAC.¹² The instrument is remotely controlled and can monitor temporal evolution of turbulence profiles in real time with and without dome seeing contribution. It was mounted at the VLTI Auxiliary Telescope 4 (AT4).

2.2. *ESO-DIMM (Differential Image Motion Monitor)*

A DIMM is based on the statistical analysis of angle-of-arrival (AA) fluctuations of the wavefront. It was the main element of the instrumentation developed for the VLT site evaluation campaign (see Sarazin¹⁰). The principle of a DIMM is well known (e.g. Sarazin and Roddier⁹). The ESO DIMM uses a 35-cm telescope placed on a tower at 6 m above ground. It works in robotic mode at Paranal since 1998.

2.3. *GSM (Generalized Seeing Monitor)*

The Generalized Seeing Monitor measures atmospheric parameters that characterize the optical properties of wavefront: seeing, outer scale of turbulence, isoplanatic angle and coherence time. These parameters are deduced from the AA spatio-temporal statistics and from scintillation. The GSM instrument consists of several independent synchronized modules measuring AA fluctuations at different points of the wavefront with 10-cm telescopes. Usually, GSM consists of 4 separate modules, but exclusively for this campaign, 6 modules were used.⁴ Two modules are placed on the same mount

to measure the seeing like with the DIMM configuration. More details on the GSM instrument are provided by Ziad *et al.*¹⁴

2.4. *LuSci (Lunar Scintillometer)*

To separate the ground layer contribution in the seeing degradation, a new instrument, LuSci, was used in this campaign. It is based on the same principle as SHABAR (SHadow Band Ranging) which is used for the solar scintillation measurement. For LuSci, the Moon is used as extended source. Normalized scintillation covariance is measured over a set of detectors at fixed separations (baselines). Each baseline has a sensitivity to the turbulence in a given altitude range which depends on detector configuration (size, baseline separation and orientation) as well as on the lunar phase. The signal from all baseline is fitted to a continuous $C_n^2(z)$ profile model with 4 parameters, which is then integrated to derive the ground-layer seeing ϵ_{GL} . In this campaign, LuSci had four detectors spaced linearly from 3.5 cm to 38 cm. The instrument was almost totally automated.^{7,11}

2.5. *MASS (Multi Aperture Scintillation Sensor)*

The MASS instrument measures the scintillation. The light from a single bright star is received by a system of 4 concentric apertures (the inner aperture A of 2 cm diameter, and the annular apertures B, C, and D surrounding it, with the outer diameter of D about 8 cm). The beam splitting between annular apertures is done by internal optics (Kornilov *et al.*²). The MASS data products are the turbulence profile model consisting of 6 discrete layers logarithmically spaced from 0.5 km to 16 km and quantities derived from it (free-atmosphere seeing, isoplanatic angle) and the estimate of the AO time constant.

2.6. *MOSP (Monitor of Outer Scale Profile)*

MOSP is the only instrument able to extract the outer scale profiles. The principle of the instrument is based on the measurement of AA fluctuations at different angular separations by observation of the lunar limb. Spatio-angular correlations of these fluctuations enables to measure the conditions of turbulence in different atmospheric layers. The AA fluctuations are measured perpendicularly to the lunar limb, leading to transverse AA correlation along the moon edge. The instrument is composed of a small telescope (29 cm diameter) having a large equivalent focal length (10 m), equipped

with a PixelFly camera CCD and a Barlow lens. The exposure time was set to 1 ms or 2 ms (Maire *et al.*⁵).

2.7. NAOS/AO (*Nasmyth Adaptive Optics System*)

NAOS is an Adaptive Optics (AO) system installed in the Nasmyth B focus of the 4rd VLT Unit Telescope at the Paranal Observatory in Chile and has been operational since October 2002 (Fusco *et al.*¹). Developed by the ONERA group, this AO system allows the calculation of atmospheric parameters (seeing, outer scale and coherence time) without opening the loop. This method is based on the reconstruction of the open-loop data from the DM and tip-tilt mirror voltages and the residual wavefront slopes.

2.8. VLT Interferometer using AMBER (*Astronomical Multi-BEam combineR*)

Interferometric measurements with large baselines are appropriate for the wavefront study at large scales. Indeed, measurements of the optical path length difference (OPD) between the two arms of an interferometer lead to the phase structure function which is characteristic of the wavefront. AMBER is a three-beam combiner working in the near-infrared (J, H and K bands), it features a set of monomode fiber into which the incoming light is injected in order to have a clean plane wavefront before combination. A set of collimated and mutually parallel beams are focused by a common optical element in a common Airy pattern that contains fringes with same principle than the GI2T interferometer see (Maire *et al.* and Petrov *et al.*^{3,6}). The OPD fluctuations that appear as spatial fluctuations of the dispersed fringes, are related to the value of the outer scale (Rodier⁸). Simultaneous measurements of outer scale by AMBER, GSM and MOSP in this campaign allow the separation of the instrumental contribution from atmospheric one.

2.9. Meteorological Station

We collected data from the meteorological station, the tower located at the north side of the Paranal telescope platform where most of instruments were placed. The sampling intervals are 2 seconds for digital sensors (wind speed and direction) and one minute for analogic sensors (T, Rh, P). One minute averages are ingested into the database. The resolution of the various sensors is the following:

- Wind direction: 5.63° (threshold: 0.3 m/s).
- Wind speed: accuracy ~ 2 m/s
- Temperature: accuracy $\sim 0.1^\circ$.
- Humidity: linearity about 1%

3. Conditions of campaign observations

The conditions were adequate for this campaign, all nights were clear. The observations started at the expected date, i.e. 17th December 2007 and continued for 10 nights until 26th December with most instruments observing except for some short interrupts. A common list of targets was provided for the instruments observing single stars. All the instruments have been simultaneously in operation from the night of Dec. 19th to the 24th. We focus on this period to make cross-comparisons of data produced by the instruments. We summarize the operational status of all instruments in Figure 1.

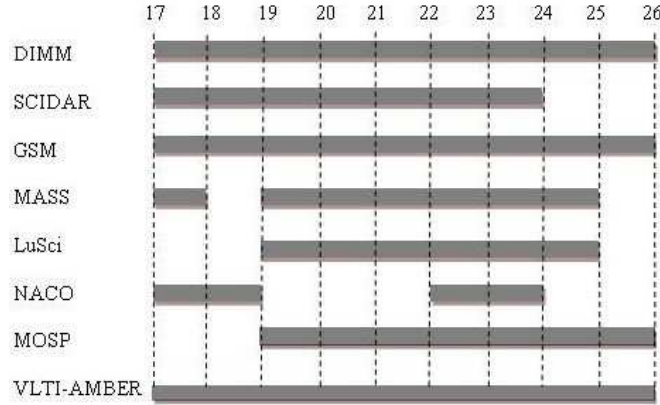


Fig. 1. December 2007 running period of the Paranal Campaign instruments.

The instruments GSM, MOSP, MASS and LuSci were located at around 1.5 m high from the ground level and were installed as shown in Figure 2 near the 6-m ESO-DIMM tower.

In Table 1 we present the parameters monitored by each instrument. In the next section, we make a cross-comparison of the same parameters measured by different instruments.

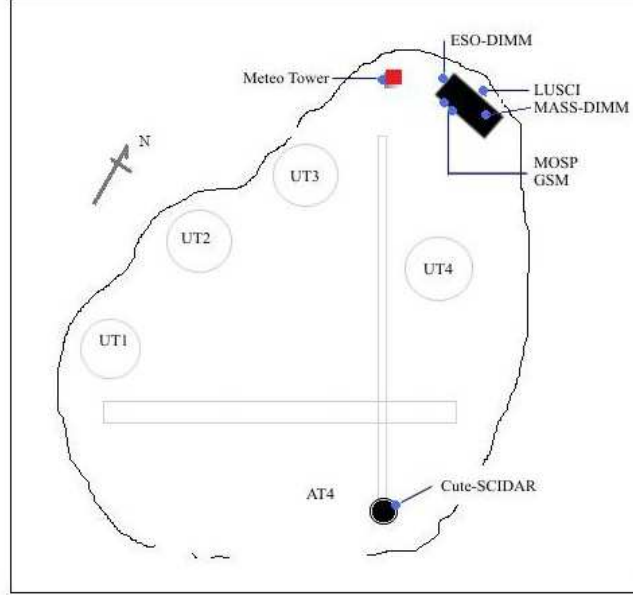


Fig. 2. Paranal astronomical site monitors were located at the Northern side of the VLT platform. GSM, MOSP, LuSci and MASS were placed near the ESO-DIMM tower. The Cute-SCIDAR was located in the south-eastern side of the platform at VLTi J2 station.

Table 1. Parameters measured by the instruments used during the Paranal campaign.

Instrument	Parameters				
Cute-SCIDAR	ϵ_0	$C_n^2(h)$	θ_0	—	—
ESO-DIMM	ϵ_0	—	θ_0	τ_0	—
GSM	ϵ_0	—	θ_0	τ_0	L_0
LuSci	ϵ_{GL}	$C_n^2(h)_{GL}$	—	—	—
MASS	ϵ_{FA}	$C_n^2(h)$	θ_0	τ_0	—
MOSP	ϵ_0	$C_n^2(h)$	—	—	$L_0(h)$
NAOS/AO	ϵ_0	—	—	τ_0	L_0
VLTi/AMBER	ϵ_0	—	—	—	L_0

where $C_n^2(h)$ is the refractive index structure constant at altitude h , L_0 the outer scale, ϵ_0 the seeing, θ_0 the isoplanatic angle and τ_0 is the AO coherence time.

4. Presentation of the campaign results

In next sections we present the result of instruments measurements except for AMBER and NACO for which the data are not yet available.

4.1. Outer scale measurements

To estimate the turbulence outer scale profile $L_0(h)$ during this campaign, we analyzed the wavefront AA fluctuations from image motion of the Moon limb obtained by means of the MOSP instrument. For the extraction of the height dependence of outer scale, we used a simulated annealing algorithm using $C_n^2(h)$ profiles measured simultaneously with Cute-SCIDAR. The profiles of $L_0(h)$ are shown in Figure 3, as we can see that the outer scale values in the surface layer are typically few meters.

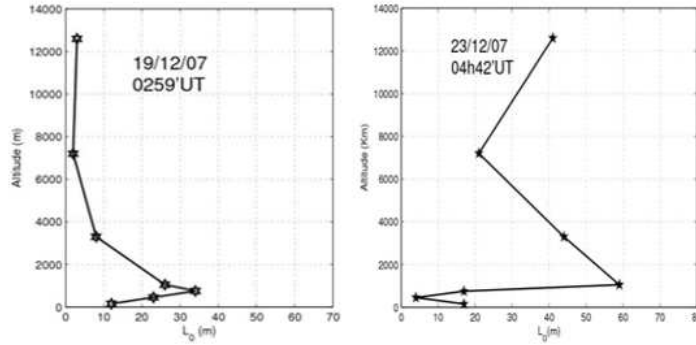


Fig. 3. Outer scale profiles extracted from MOSP data for two nights 19th and 23rd of December during the Paranal 2007 campaign

The calculation of the AA longitudinal covariance with GSM at different baselines allows the estimation of the outer scale. Note that during this campaign a new configuration of 15 baselines was used. We present the outer scale versus the Fried parameter values delivered by GSM in Figure 4. We do not observe any correlation between these parameters, as was found in the previous GSM campaigns at other sites as well.

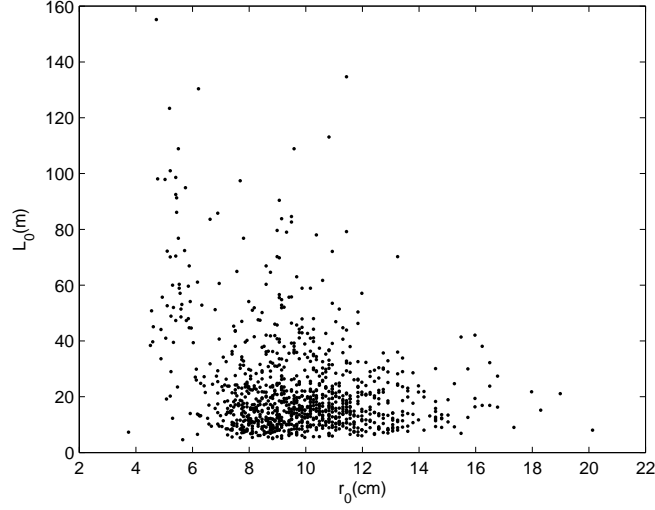


Fig. 4. Variation of outer scale versus the Fried parameter at $\lambda = 0.5\mu m$ measured by GSM during the Paranal campaign of Dec. 2007.

4.2. Seeing measurements

Figure 5 shows the total seeing (including both free atmosphere and surface layer contributions) measured simultaneously by Cute-SCIDAR, GSM, and ESO-DIMM. We show also the surface layer contribution measured by LuSci that we compare with the seeing integrated on the first 300-m thick layer with Cute-SCIDAR.

4.3. Coherence time measurements

The AO coherence τ_0 can be estimated from the DIMM seeing using the wind at 200mb extracted from the 6-hourly ECMWF forecasts products,

$$\tau_{0,DIMM}^{-5/3} = \frac{0.314 \times r_{0,DIMM}}{MAX(wspeed_{30m}, 0.4 \times wspeed_{200mb})}. \quad (1)$$

For MASS, the $\tau_{0,MASS}$ measurement is based on the temporal analysis of the scintillation signal in the smallest aperture. It does not include the ground layer (GL) turbulence. A correction factor of 1.27 is applied to the

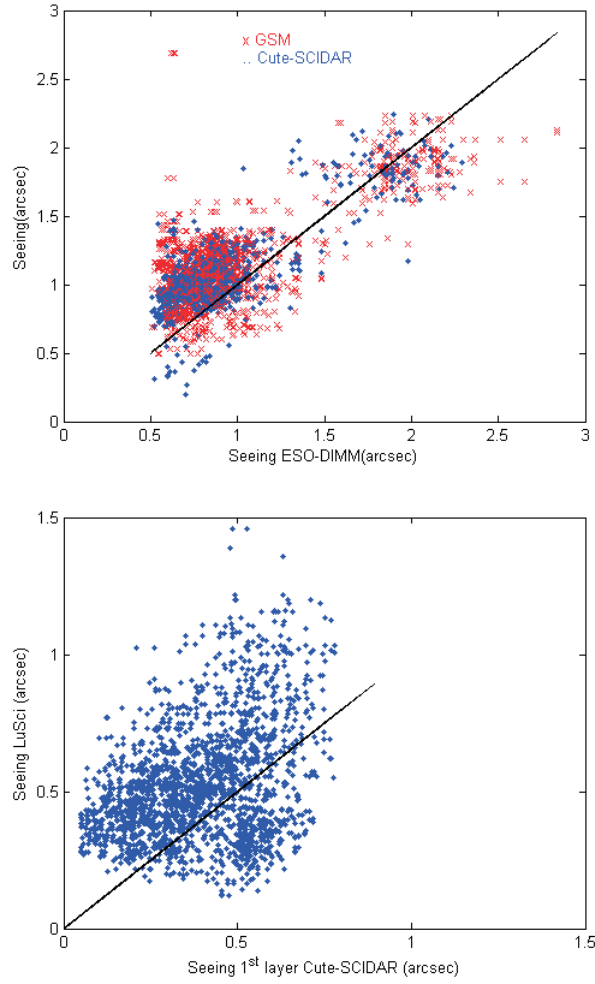


Fig. 5. Seeing cross-comparison between GSM, Cute-SCIDAR and ESO-DIMM (left) and comparison of seeing integrated on the first 300m thick layer of Cute-SCIDAR and the global seeing delivered by LuSci.

$\tau_{0,MASS}$ values delivered by the software^a. The time constant is corrected for the GL contribution by using the DIMM data as $\tau_0^{-5/3} = \tau_{0,GL}^{-5/3} + \tau_{0,MASS}^{-5/3}$ with:

^a<http://www.ctio.noao.edu/~atokovin/profiler/timeconst.pdf>.

$$\tau_{0,GL}^{-5/3} = \frac{0.314 \times r_{0,GL}}{wspeed_{30m}}. \quad (2)$$

and

$$r_{0,GL}^{-5/3} = r_{0,DIMM}^{-5/3} - r_{0,MASS}^{-5/3}. \quad (3)$$

For GSM, the method used for estimating the coherence time τ_{AA} consists of processing the AA temporal structure function $D_\alpha(r, \tau)$ where α indicates the AA measured with GSM with time difference τ . This temporal structure function saturates for large values of τ and the point at which the structure function reaches the $\frac{1}{e}$ of this maximum corresponds to the GSM τ_{AA} .¹³

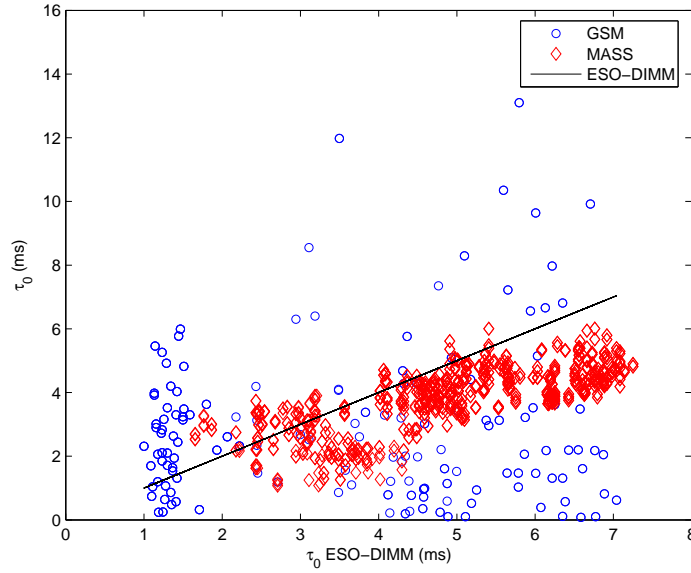


Fig. 6. Coherence time cross-comparison between values delivered by GSM and MASS with those estimated from the ESO-DIMM seeing and wind speed.

4.4. Isoplanatic angle measurements

The isoplanatic angle θ_0 is calculated from the turbulence profiles measured by Cute-SCIDAR and MASS. However, θ_0 can also be derived from

the scintillation index in a 10-cm aperture which is measured with the GSM and the ESO-DIMM.¹² Then for the Paranal 2007 Campaign we have simultaneous estimations of θ_0 with 4 different instruments. We note that as coherence time, the isoplanatic angle from ESO-DIMM are an indirect estimates. The results presented in Figure 7 show that the median value given by Cute-SCIDAR is $\theta_0^{med} = 2.05''$. The regression line for each data set is plotted and dispersion about these lines were calculated then for ESO-DIMM we find $0.87''$, $0.70''$ for GSM and $0.51''$ for MASS.

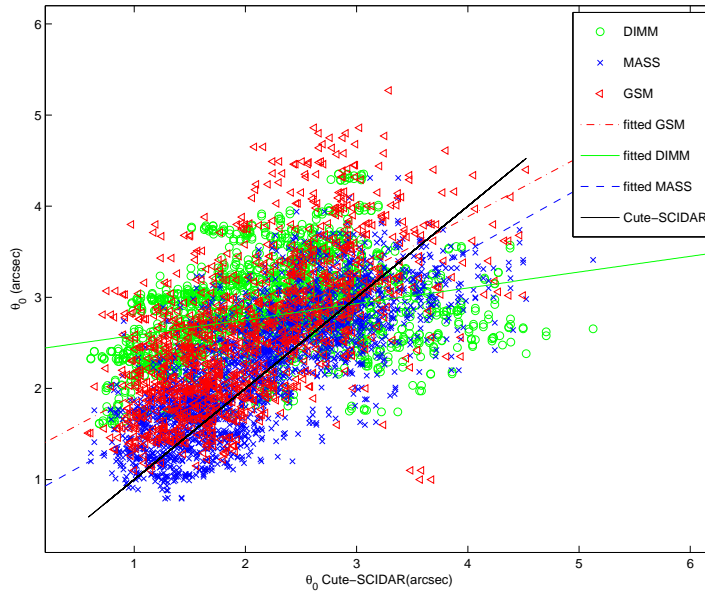


Fig. 7. Isoplanatic angle measured by 4 instruments. Here we plot the GSM, MASS and ESO-DIMM measurements compared with isoplanatic angle values delivered by Cute-SCIDAR.

5. Summary of the Paranal campaign results

We summarize in the Table 2 the measurements of the parameters obtained for all instruments during the campaign.

Table 2. Summary of the campaign results: for each instrument, we give min-median-max value of the measured parameter over all the nights of observation.

Instrument	$\epsilon_0(arcsec)$	$\theta_0(arcsec)$	$\tau_0(ms)$	$L_0(m)$
Cute-SCIDAR	0.20-1.01-2.24	0.59-2.01-5.13	—	—
ESO-DIMM	0.37-0.81-2.84	1.37-2.77-4.35	0.88-4.11-7.36	—
GSM	0.50-1.05-2.69	0.83-2.45-5.27	0.03-2.24-19.30	4.6-17.1-174.3
LuSci	0.12-0.43-2.23	—	—	—
MASS	0.13-0.33-1.27	0.79-2.24-4.31	0.86-6.61-49.74	—
meteo tower	$Temp.30m(C)$	$Temp.02m(C)$	$windspeed30m(m/s)$	
-	8.96- 11.64- 13.24	8.09 - 11.49- 13.28	0.33- 7.46- 14.03	

6. Conclusion

The preliminary results presented in this paper demonstrate that various instruments based on different physical principles can be used to characterize the wavefront properties. The collected data will allow to perform a detailed analysis of the turbulence in the surface layer as well as to obtain the first vertical profiles of the outer scale of the turbulence at Paranal.

Acknowledgments

This work could not have been performed without the logistic and technical support of the VLT Observatory.

References

1. T. Fusco et al., *SPIE*. **5490**,118 (2004).
2. V. G. Kornilov et al., *Proc. SPIE*, **4839**, 837 (2003)
3. J. Maire, A. Ziad, J. Borgnino and F. Martin, *MNRAS*. **377**, 1236 (2007).
4. J. Maire, A. Ziad, J. Borgnino and F. Martin, *MNRAS*. **386**, 1064 (2008).
5. J. Maire, J. Borgnino, D. Mourard, F. Martin, S. Jankov, D. Bonneau and F. Patru, *A.A.* **448**, 1225 (2006).
6. R. Petrov et al., *A.A.* **464**, 29(2007).
7. J. Rajagopal et al.,*SPIE*. **7013**, 60 (2008)
8. F. Roddier, *Progress in optics*. **19**, 281 (1981).
9. M. Sarazin and F. Roddier, *A.A.* **227**, 294 (1990).
10. M. Sarazin, *SPIE*. **628** , 138 (1986).
11. A. Tokovinin, *RMXAA* . **31**, 61 (2007) .
12. H. V. Ramio et al. *SPIE*. **7012**, 701245 (2008).
13. A. Ziad, R. Conan, A. Tokovinin, F. Martin, J. Borgnino, *Appl. Opt.* **39**, 5415 (2000).
14. A. Ziad et al., *Appl. Opt.* **43**, 2316 (2004).

A.2 MOSP : Monitor of Outer Scale profile

Proceeding of 1st AO4ELT conference - Adaptative Optics for Extremely Large telescopes, 2010aoel.confE3008Z

Conference Date : 22-26 June, 2009

Conference Location : Paris, France

Conference Chairs : Y. Clénet, J. M. Conan, T. Fusco, and G. Rousset.

MOSP: Monitor of Outer Scale profile

Aziz Ziad^{1,a}, Jérôme Maire², Julien Borgnino¹, Wassila Dali Ali¹, Amokrane Berdja¹, Khaled Ben Abdallah¹, François Martin¹, and Marc Sarazin

¹ UMR 6525 H. Fizeau, Université de Nice Sophia-Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, Parc Valrose 06108, Nice, France

² Centre de Recherche en Astrophysique du Québec, Département de Physique, Université de Montréal C.P. 6128, Qc, H3C 3J7, Montréal, Canada

Abstract. The outer scale profile is a key parameter for the specification and optimization of the Adaptive Optics systems for the Extremely Large Telescopes. A new instrument MOSP for $\mathcal{L}_0(h)$ extraction has been developed and several campaigns have been carried out at Mauna Kea, Paranal and now at Dome C in Antarctica. The MOSP instrument and results obtained during his observation campaigns are presented and discussed.

1 Introduction

Wavefront outer scale is a relevant parameter for the experimental performance evaluation of large aperture telescopes. The actual size of the outer scale has long been controversial, with measured values ranging from less than 10 m to more than 2 km. What is not controversial is the conclusion that when the diameter of the telescope approaches or exceeds the size of the outer scale, the optical consequences of atmospheric turbulence are changed dramatically from their traditional Kolmogorov behavior. In particular, power in the lowest Zernike aberration modes, e.g., tip and tilt and the overall stroke required for an adaptive-optics system can be much reduced. A finite outer scale has implications for interferometry as well. With the current interest in the design of extremely large ground-based optical and infrared telescopes, reliable estimates of the outer scale profile have assumed considerable importance. A new instrument MOSP (Monitor of Outer Scale Profile) has been developed by our team for outer scale profile extraction. We retrieve the vertical distribution of wavefront outer scale by analysing angular correlation of wavefront Angle of Arrival fluctuations deduced from Moon's limb images motion. We use simulated annealing algorithm to deduce the height dependence of the wavefront outer scale with given C_N^2 profiles simultaneously measured with the SCIDAR instrument. We present results obtained during three campaigns of observation at the Mauna Kea Observatory (Hawaii) at the Paranal VLT Observatory (Chile) and at the Observatoire de Haute Provence (France). Estimated outer scale profiles exhibit smaller values in the boundary layer than in the free atmosphere. Comparisons with GSM outer scale measurements are possible and give good agreement. Some implications for adaptive optics systems are considered.

2 MOSP instrument

2.1 Description

The principle of the MOSP instrument is based on the angular correlation of wavefront Angle of Arrival (AA) fluctuations deduced from Moon's limb image motion. The AA fluctuations are measured perpendicularly to the lunar limb leading to transverse correlations for different angular separation along the moon.

The MOSP instrument consists of small telescope ($D \leq 60\text{cm}$) having a large focal length $f \sim 10\text{m}$. In the case a telescope with small f , a diverging Barlow lens is used increasing the effective focal

^a e-mail: ziad@unice.fr



Fig. 1. MOSP at the Dome C site in Antarctica.

length of the system, thereby increasing the magnification of the instrument. But this is to the detriment to the field of view (FOV). A compromise has to be found between these parameters.

Images at the focal plane are recorded using a PixelFly CCD camera with 640×480 pixel matrix and $(9.9 \times 9.9)\mu m^2$ pixel size. Its dynamic range of the analogic/digital conversion is 12 bits. The readout noise is 12 e- rms and the imaging frequency is 33Hz. In order to freeze atmospheric effects on Moon's limb image motion, the exposure time was set to 1 or 2ms. The spectral response of the camera is maximal for $\lambda = 0.5\mu m$ in a $375 - 550\mu m$ range.

2.2 Data processing

The first step of data processing is to retrieve accurately AA fluctuations from Moon's limb motion. After processing on each image a flat and dark field correction, each image $I(x, y)$ is slightly blurred with a median filter M on 3×3 pixel blocks. It avoids possible outliers due to Poisson noise or Moon's small features with relative high intensity differences that can affect the detection of the limb. This type of filtering is more effective than convolution when the goal is to simultaneously reduce noise and preserve edges (Pratt 1978). Each output pixel with coordinates (x, y) contains the median value in the 3-by-3 neighborhood around the corresponding pixel in the input image. Then, an image gradient $G(x, y)$ is processed by convolution with a 3×3 Prewitt edge detector (Pratt 1978) defined as

$$P = \begin{pmatrix} -1 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}, \text{ or } -P \text{ if y-axis points to the Moon center.}$$
 Detection of the limb position in absolute value of the image gradient is determined by a centroid calculation over each column.

We process $N = 2000$ images (about one minute of acquisition) that gives a set of limb angular positions obtained at a time t . In order to retrieve transverse AA fluctuations α_{\perp} in a particular set of limb's position, we subtract to this set the temporal mean limb position obtained. The structure function of transverse AA fluctuations is calculated as

$$D_{\alpha_{\perp}}(\Theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} \frac{1}{\Theta_m - \Theta} \sum_{k=1}^{k=\Theta_m - \Theta} [\alpha_{\perp}(k) - \alpha_{\perp}(k + \Theta)]^2 \quad (1)$$

where Θ is the angular separation in pixels and Θ_m is the maximal extent accessible in the image, i.e. 640 pixels in our case. This differential variance calculated for each image has the practical advantage of being insensitive to vibration effects of the telescope and tracking errors.

The theoretical form of this angular structure function is given by (Borgnino et al. 1992, Avila et al. 1997, Bouzid et al. 2002):

$$D_{\alpha_{\perp}}(\theta) = 2.4 \sec(z) \int_0^{+\infty} dh C_N^2(h) \int_0^{+\infty} df f^3 \left[f^2 + \frac{1}{\mathcal{L}_0(h)^2} \right]^{-11/6} \times [1 - J_0(2\pi f \theta h) - J_2(2\pi f \theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2 \cos^2(\pi \lambda h f^2) \quad (2)$$

where f is the modulus of the spatial frequency, z is the zenithal distance, D is the aperture diameter, h is the altitude and θ is the angular separation.

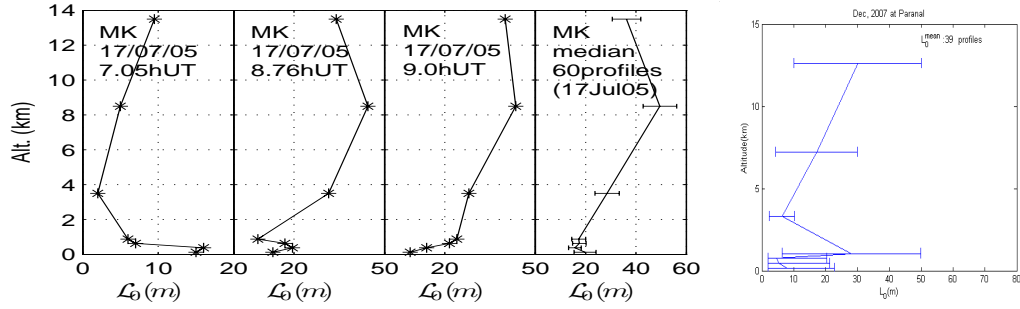


Fig. 2. Examples of outer scale profiles obtained at Mauna Kea and Paranal Observatories during several nights. Altitudes are above the observatory. In the right, median outer scale values for whole campaigns are represented with the standard deviation of the values obtained.

Retrieving $C_N^2(h)$ and $L_0(h)$ profiles from the AA structure functions (Eq.2) is a non-linear inverse problem. We use simulated annealing (SA) algorithm for minimizing the cost function E , defined as the sum over the angular extent of the squared difference between measured and theoretical AA structure functions $E = \sum_{\theta} (D_{\alpha_{\perp}}(\theta) - D_{\alpha_{\parallel}}(\theta))^2$. This algorithm was developed to statistically find the best global fit of a nonlinear non-convex cost-function (Kirkpatrick et al. 1983).

3 Results

Several campaigns have been organized with the MOSP instrument. The first one was performed at the Observatoire de Haute Provence (OHP) in France between the 24th November and 06th December 2004 (Maire et al. 2007). Site testing instruments GSM (Martin et al. 1994, Ziad et al. 2000) and SCIDAR (Fuchs et al. 1998) were also observing simultaneously. During the OHP campaign, a 20-cm telescope (f/15) was used with a $\times 3$ diverging Barlow lens. The Second observation campaign has been carried out at the Mauna Kea Observatory in Hawaii between the 13th and 19th July 2005 with simultaneous observation using the SCIDAR instrument installed at the UH 2.2m telescope, 150m northeast of the 0.61m telescope used by the MOSP. The UH 60cm telescope is a Cassegrain with a 9.24m focal length (f/15.2). A third campaign was carried out in December 2007 at the Paranal Observatory with other site testing instruments as DIMM, MASS, GSM and SCIDAR. During this campaign a Celestron 28cm has been used with a f/10 focal.

When the difference in altitude between the MOSP and the SCIDAR is significant, a difference of total turbulent energy on the propagation path can occur. Firstly, we estimate both $C_N^2(h)$ and $L_0(h)$ from the Moon limb. We compensate the value of the SCIDAR C_N^2 in the lower slices until the C_N^2 integration over altitude corresponds to the initial integration of $C_N^2(h)$ estimated with Moon's limb. Then, these modified simultaneous SCIDAR C_N^2 profiles are used with the SA algorithm in order to have only $L_0(h)$ as unknowns. Total error expected is about 10%. The vertical resolution obtained is a trade-off between the need to have a good sample of the first kilometer above the observatory and the reliability expected for results.

Fig.2 shows examples of profiles obtained during the Mauna Kea and Paranal campaigns. Median profiles obtained during whole missions show lower values of the outer scale for the first kilometer of the atmosphere. This result can be completed with theoretical relation found by (Ishimaru 1978) who found that the outer scale is on the order of height near the ground.

The simulated annealing algorithm is also appropriate to extract both $C_N^2(h)$ and $L_0(h)$. In this case, the MOSP can be a completely independent instrument. However, the optimal vertical resolution in the free atmosphere is small compared to the SCIDAR one and results obtained are less reliable. Example of $C_N^2(h)$ profile obtained is compared with simultaneous Scidar measurement and show a good agreement (Fig. 3).

The comparison between the outer scale measured by GSM and the integrated MOSP outer scale (Borignino et al. 1990) measured simultaneously gives excellent agreement.

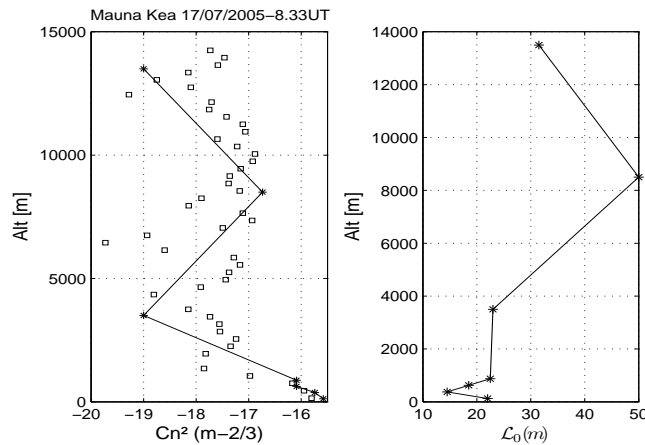


Fig. 3. Example of C_N^2 and outer scale profiles (solid line) that can be retrieved simultaneously using the simulated annealing method. Comparisons with simultaneous SCIDAR profile (square markers) are in close agreement despite different vertical resolutions of these instruments.

4 Conclusion

For the first time monitoring of the outer scale profile is possible from Moon's limb observations with a simple device and small telescope apertures. This instrument is also able to extract simultaneously both of C_N^2 and outer scale profiles. From the first observations, measured outer scale profiles exhibit smaller values in the boundary layer than in the free atmosphere. Comparisons with GSM outer scale measurements give excellent agreement.

References

1. Avila R., Ziad A., Borgnino J., Martin F., Agabi A., Tokovinin A., J. Opt. Soc. Am. A **14**, (1997) 3070-3082
2. Borgnino J., Martin F., Ziad A., Optics Communications **91**, (1992) 267-279
3. Borgnino J., Appl. Opt. **29**, (1990) 1863-1865
4. Bouzid A., Irbah A., Borgnino J., Lantéri, H., *Astronomical Site Evaluation in the Visible and Radio Range* (ASP Conf. 266, Ed. Vernin J., Benkhaldoun Z., Muñoz-Tuñón C., 2002), 64
5. Conan R., *PhD thesis, Univ. Nice Sophia-Antipolis, 2000*
6. Fuchs A., Tallon M., Vernin J., PASP **110**, (1998) 86-91
7. Ishimaru A., *Wave propagation and scattering in random media II* (New York, Academic Press, Inc., 1978)
8. Kirkpatrick S., Gelatt C. D., Vecchi M. P., Science **220**, (1983) 671-680
9. Maire J., Ziad A., Borgnino J., Mourard D., Martin F., Jankov S., Bonneau D., Patru F., A&A **448**, (2006) 1225-1234
10. Maire J., Ziad A., Borgnino J., Martin F., MNRAS **377**, (2007) 1236-1244
11. Martin F., Tokovinin A., Agabi A., Borgnino J., Ziad A., A&AS **108**, (1994) 173-180
12. Pratt W. K., *Digital image processing* (A. Wiley-Interscience Publication, New York: Wiley, 1978)
13. Winker D. M., J. Opt. Soc. Am. A **8**, (1991) 1568-1573
14. Ziad A., Conan R., Tokovinin A., Martin F., Borgnino J., Appl. Opt. **39**, (2000) 5415-5425

A.3 Monitoring of the atmospheric turbulence profiles for the specification of ELTs adaptive optics systems

Proceeding of SPIE 7733, 77334J (2010)

Conference Date : Sunday 27 June 2010

Conference Location : San Diego, California, USA Conference Title :
Ground-based and Airborne telescopes III

Conference Chairs : Larry M. Stepp, Roberto Gilmozzi, Helen J. Hall

Monitoring of the atmospheric turbulence profiles for the specification of ELTs adaptive optics systems

Aziz Ziad^a, Julien Borgnino^a, François Martin^a, Jérôme Maire^b, Dali-Ali Wassila^a, Amokrane Berdja^d, Jean-Baptiste Daban^a, Yan Fanteï-Caujolle^a
Marc Sarazin^c, and Andreï Tokovinin^d

^aUMR 6525 Hippolyte Fizeau, Université de Nice-Sophia Antipolis,
CNRS, OCA, Parc Valrose F-06108 Nice Cedex 2, France;

^bDépartement de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Montréal, QC, Canada;

^cEuropean Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, D-85748 Garching, Germany;

^d Cerro Tololo Inter-American Observatory, Casilla 603 La Serena, Chile

ABSTRACT

The futures large telescopes will be certainly equipped with Multi-Conjugate Adaptive Optics systems. The optimization of the performances of these techniques requires a precise specification of the different components of these systems. Major of these technical specifications are related to the atmospheric turbulence particularly the structure constant of the refractive index $C_n^2(h)$ and the outer scale $\mathcal{L}_0(h)$. New techniques based on the moon limb observation for the monitoring of the $C_n^2(h)$ and $\mathcal{L}_0(h)$ profiles with high vertical resolution will be presented.

Keywords: Site-testing, Atmospheric turbulence, Adaptive Optics, Long Baseline Interferometry

1. INTRODUCTION

For the next generation of the ground-based telescopes, the classical Adaptive Optics (AO) reaches its limitations mainly due to a large field of view. Other AO concepts namely MCAO have been proposed for this large field compensation in the perspective of future ELTs. The optimization of the performances of the MCAO and GLAO technique requires a precise specification of the different components of these systems. Some of these technical specifications are related to the optical parameters of the atmospheric turbulence. Indeed, the wavefront sensor (WFS) subaperture number is directly defined by the Fried parameter and the correction frequency of the AO system is conditioned by the wavefront coherence time. The choice of a reference star requires the knowledge of the isoplanatic angle. In addition, a spatial-coherence outer scale smaller than the telescope diameter reduces strongly the lowest Zernike aberrations modes.^{1,2} Consequently, the need of a separate tip/tilt correction is unjustified in this case. In the case of an MCAO system the task is more difficult because of the multiplicity of WFSs and DMs. Therefore, the integrated turbulence parameters are insufficient and their profiles are required, particularly the structure constant of the index-of-refraction $C_n^2(h)$ and the outer scale $\mathcal{L}_0(h)$. Different profilers as SCIDAR, MASS, SLODAR and instrumented balloons have been developed for $C_n^2(h)$ estimation but recently a new instrument PBL is under development for the extraction of $C_n^2(h)$ profile with high resolution. This instrument and the used techniques are presented in this paper.

Wavefront outer scale is also a relevant parameter for the experimental performance evaluation of large aperture telescopes. The actual size of the outer scale has long been controversial, with measured values ranging from less than 10 m to more than 2 km. What is not controversial is the conclusion that when the diameter of the telescope approaches or exceeds the size of the outer scale, the optical consequences of atmospheric turbulence are changed dramatically from their traditional Kolmogorov behavior. In particular, power in the lowest Zernike aberration modes, e.g., tip and tilt and the overall stroke required for an adaptive-optics system can be much reduced.^{1,2} A finite outer scale has implications for interferometry as well. With the current interest in the design

Further author information: (Send correspondence to Aziz Ziad)

Aziz Ziad: E-mail: ziad@unice.fr, Telephone: 0033492076338

of extremely large ground-based optical and infrared telescopes, reliable estimates of the outer scale profile have assumed considerable importance. A new instrument MOSP (Monitor of Outer Scale Profile) has been developed by our team for outer scale profile extraction. We retrieve the vertical distribution of wavefront outer scale by analyzing angular correlation of wavefront Angle-of-Arrival (AA) fluctuations deduced from Moon's limb images motion. We use simulated annealing algorithm to deduce the height dependence of the wavefront outer scale with given C_n^2 profiles simultaneously measured with the SCIDAR instrument. We present results obtained during three campaigns of observation at the Mauna Kea Observatory (Hawaii) at the Paranal VLT Observatory (Chile) and at the Observatoire de Haute Provence (France). Estimated outer scale profiles exhibit smaller values in the boundary layer than in the free atmosphere. Comparisons with GSM outer scale measurements are possible and give good agreement. Some implications for adaptive optics systems are considered.

2. PBL INSTRUMENT

2.1 Description

The PBL ("Profileur Bord Lunaire") is a new instrument for the extraction of the C_n^2 profile with high vertical resolution by use of an optical method based on observation of the moon limb.³ This later has the advantage of offering all angular separations required between two points of the edge allowing the scan the atmosphere with a very fine resolution. The PBL instrument uses the differential method of a DIMM (Differential Image Motion Monitor) based this time on observation of the lunar limb through two sub-apertures of 6cm separated by a base of $\sim 30cm$ (Fig. 1). The angular correlation along the lunar limb of the differential distance between the two lunar edges leads to the $C_n^2(h)$ profile. The other parameters of turbulence will be also accessible from this instrument as the profile of outer scale, the seeing and isoplanatic & isopistonc domains.

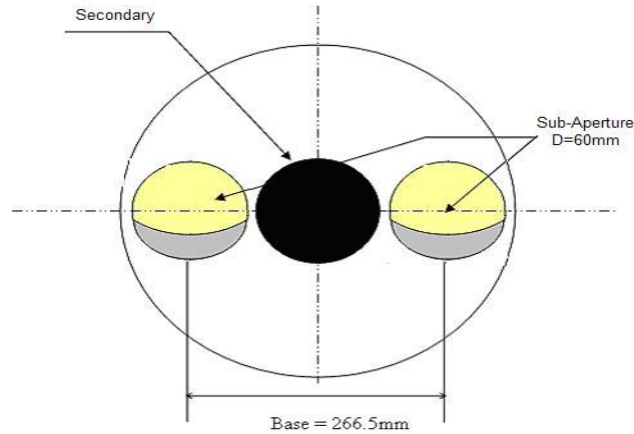


Figure 1. The PBL instrument configuration on the telescope entrance pupil.

The instrument consists of a 16-inch telescope (Meade M16) which is installed on an Astrophysics AP3600 mount. The choice of this mount was chosen to avoid overload especially in Dome C conditions. The optical device of the PBL consists of a collimated beam by using a first lens placed at its focal length from the telescope focus (Fig. 2). A parallel beam is formed at the output and therefore the image of the entrance pupil of the telescope. A Dove prism is placed on the beam of one of two sub-apertures to reverse one of two images of the moon edge to avoid overlapping bright parts of the moon. A second lens is used to form the two images of the moon limb on a PixelFly CCD camera. Each optical element is placed on a Micro-control plate to facilitate the adjustments that normally are final after a row in the laboratory. To compensate variations in the focus of the telescope because of the temperature variations, we installed the CCD camera on an automatic Micro-control plate controlled by software.

The PBL is under construction at the H. Fizeau Laboratory and will be operational soon (Fig. 3). Two copies will be developed, one for the Dome C site in Antarctica and the second one will be used to complete

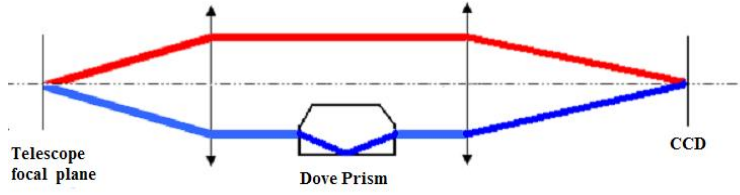


Figure 2. The optical device of the PBL instrument.

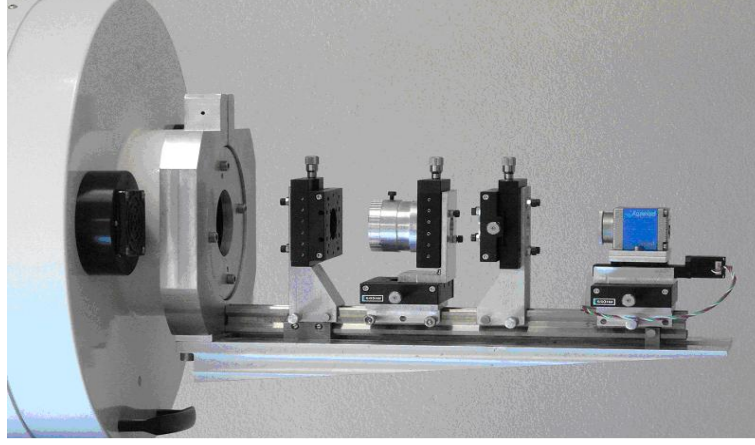


Figure 3. The focal plane instrument of the PBL.

the characterization of the ELTs sites. The data processing of the PBL instrument is similar to the MOSP one which is described in section 3.2.

2.2 Theoretical background

The observation of the lunar limb through two sub-apertures presents two configurations when looking the edge in parallel or perpendicular to the baseline. We use the first configuration as shown in Figure 1 to extract the C_n^2 vertical distribution.

The transverse covariance of the difference of the AA fluctuations α between the two images of the moon limb corresponds to,

$$C_{\Delta\alpha}(\theta) = \langle [\alpha(r, 0) - \alpha(r + B, 0)][\alpha(r, \theta) - \alpha(r + B, \theta)] \rangle \quad (1)$$

After development, this expression is function of spatial covariance and for the whole atmosphere its expression is given by,

$$C_{\Delta\alpha}(\theta) = \int dh K_{\alpha}(B, h, \theta) \quad (2)$$

where

$$K_{\alpha}(B, h, \theta) = 2 C_{\alpha}(\theta h) - C_{\alpha}(B - \theta h) - C_{\alpha}(B + \theta h) \quad (3)$$

D is the sub-aperture diameter, B the baseline, θ indicates the angular distance along the moon limb and h is the turbulent layer altitude. C_{α} is the spatial covariance which in the case of von Kàrmàn model and for a single layer localized at an altitude h is given by,⁴

$$C_\alpha(B) = 1.19 \sec(z) C_n^2(h) \int df f^3 (f^2 + \frac{1}{\mathcal{L}_0(h)^2})^{-11/6} [J_0(2\pi f B) + J_2(2\pi f B)] [2 \frac{J_1(\pi D f)}{\pi D f}]^2 \quad (4)$$

where f is the modulus of the spatial frequency and z is the zenithal distance.

Eq.3 represents for a single layer a spatial covariance triplet as shown schematically in Figure 4 similar to the Scidar one.⁵ The location of the lateral peak defines the altitude of the layer so that its energy is given by the height of it. For the whole atmosphere we have the superposition of different triplets corresponding to different turbulent layers.

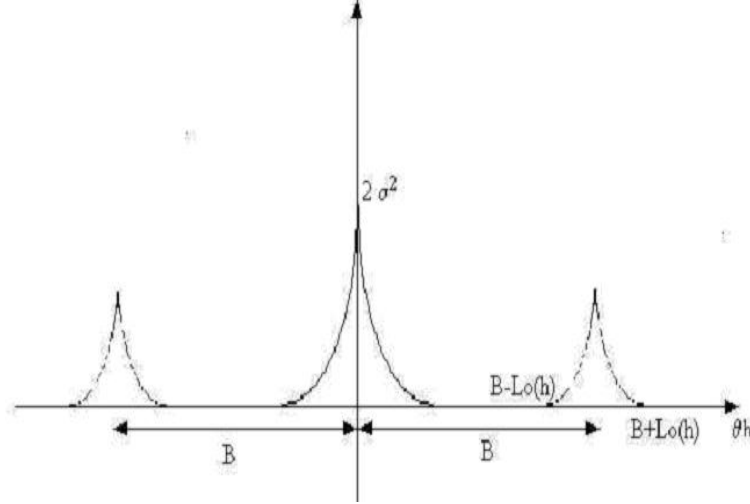


Figure 4. Schematic triplet of spatial covariance for one turbulent layer.

3. MOSP INSTRUMENT

3.1 Description

The principle of the MOSP instrument is based on the measurement of the angular correlation of wavefront AA fluctuations deduced from Moon's limb image motion. The AA fluctuations are measured perpendicularly to the lunar limb leading to transverse correlations for different angular separation along the moon.

The MOSP instrument consists of small telescope ($D \leq 60\text{cm}$) having a large focal length $f \sim 10\text{m}$. In the case of a telescope with small f , a diverging Barlow lens is used increasing the effective focal length of the system, thereby increasing the magnification of the instrument. But this is to the detriment to the field of view (FOV). A compromise has to be found between these parameters.

Images at the focal plane are recorded using a PixelFly CCD camera with 640×480 pixel matrix and $(9.9 \times 9.9)\mu\text{m}^2$ pixel size. Its dynamic range of the analogic/digital conversion is 12 bits. The readout noise is 12 e-rms and the imaging frequency is 33Hz. In order to freeze atmospheric effects on Moon's limb image motion, the exposure time was set to 1 or 2ms. The spectral response of the camera is maximal for $\lambda = 0.5\mu\text{m}$ in a $375 - 550\mu\text{m}$ range.

3.2 Data processing

The first step of data processing is to retrieve accurately AA fluctuations from Moon's limb motion. After processing on each image a flat and dark field correction, each image $I(x, y)$ is slightly blurred with a median filter M on 3×3 pixel blocks. It avoids possible outliers due to Poisson noise or Moon's small features with relative high intensity differences that can affect the detection of the limb. This type of filtering is more effective than convolution when the goal is to simultaneously reduce noise and preserve edges.⁶ Each output pixel with



Figure 5. MOSP at the Dome C site in Antarctica.

coordinates (x, y) contains the median value in the 3-by-3 neighborhood around the corresponding pixel in the input image. Then, an image gradient $G(x, y)$ is processed by convolution with a 3×3 Prewitt edge detector⁶ defined as $P = \begin{pmatrix} -1 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}$, or $-P$ if y-axis points to the Moon center. Detection of the limb position in absolute value of the image gradient is determined by a centroid calculation over each column.

We process $N = 2000$ images (about one minute of acquisition) that gives a set of limb angular positions obtained at a time t . In order to retrieve transverse AA fluctuations α_{\perp} in a particular set of limb's position, we subtract to this set the temporal mean limb position obtained. The structure function of transverse AA fluctuations is calculated as

$$D_{\alpha_{\perp}}(\Theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} \frac{1}{\Theta_m - \Theta} \sum_{k=1}^{k=\Theta_m - \Theta} [\alpha_{\perp}(k) - \alpha_{\perp}(k + \Theta)]^2 \quad (5)$$

where Θ is the angular separation in pixels and Θ_m is the maximal extent accessible in the image, i.e. 640 pixels in our case. This differential variance calculated for each image has the practical advantage of being insensitive to vibration effects of the telescope and tracking errors.

The theoretical form of this angular structure function is given by:^{4,7,8}

$$D_{\alpha,t}(\theta) = 2.4 \sec(z) \int_0^{+\infty} dh C_N^2(h) \int_0^{+\infty} df f^3 \left[f^2 + \frac{1}{\mathcal{L}_0(h)^2} \right]^{-11/6} \\ \times [1 - J_0(2\pi f \theta h) - J_2(2\pi f \theta h)] \left[\frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2 \cos^2(\pi \lambda h f^2) \quad (6)$$

where f is the modulus of the spatial frequency, z is the zenithal distance, D is the aperture diameter, h is the altitude and Θ is the angular separation.

Retrieving $C_N^2(h)$ and $\mathcal{L}_0(h)$ profiles from the AA structure functions (Eq.6) is a non-linear inverse problem. We use simulated annealing (SA) algorithm for minimizing the cost function E , defined as the sum over the angular extent of the squared difference between measured and theoretical AA structure functions $E = \sum_{\theta} (D_{\alpha_{\perp}}(\theta) - D_{\alpha_t}(\theta))^2$. This algorithm was developed to statistically find the best global fit of a nonlinear non-convex cost-function.⁹

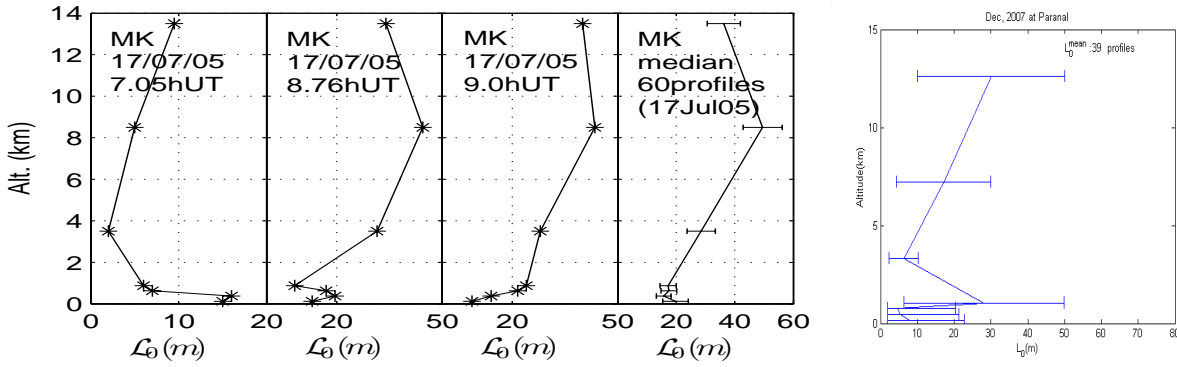


Figure 6. Examples of outer scale profiles obtained at Mauna Kea and Paranal Observatories during several nights. Altitudes are above the observatory. In the right, median outer scale values for whole campaigns are represented with the standard deviation of the values obtained.

4. RESULTS

Several campaigns have been organized with the MOSP instrument. The first one was performed at the Observatoire de Haute Provence (OHP) in France between the 24th November and 06th December 2004.¹⁰ Site testing instruments GSM^{11,12} and SCIDAR⁵ were also observing simultaneously. During the OHP campaign, a 20-cm telescope (f/15) was used with a $\times 3$ diverging Barlow lens. The Second observation campaign has been carried out at the Mauna Kea Observatory in Hawaii between the 13th and 19th July 2005 with simultaneous observations using the SCIDAR instrument installed at the UH 2.2m telescope, 150m northeast of the 0.61m telescope used by the MOSP. The UH 60cm telescope is a Cassegrain with a 9.24m focal length (f/15.2). A third campaign was carried out in December 2007 at the Paranal Observatory with other site testing instruments as DIMM, MASS, GSM and SCIDAR. During this campaign a Celestron 28cm has been used with a f/10 focal.

When the difference in altitude between the MOSP and the SCIDAR is significant, a difference of total turbulent energy on the propagation path can occur. Firstly, we estimate both $C_N^2(h)$ and $\mathcal{L}_0(h)$ from the Moon limb. We compensate the value of the SCIDAR C_n^2 in the lower slices until the C_n^2 integration over altitude corresponds to the initial integration of $C_n^2(h)$ estimated with Moon's limb. Then, these modified simultaneous SCIDAR C_n^2 profiles are used with the SA algorithm in order to have only $\mathcal{L}_0(h)$ as unknowns. Total error expected is about 10%. The vertical resolution obtained is a trade-off between the need to have a good sample of the first kilometer above the observatory and the reliability expected for results.

Fig.6 shows examples of profiles obtained during the Mauna Kea and Paranal campaigns. Median profiles obtained during whole missions show lower values of the outer scale for the first kilometer of the atmosphere. This result can be completed with theoretical relation found by Ishimaru¹³ who found that the outer scale is on the order of height near the ground.

The simulated annealing algorithm is also appropriate to extract both $C_n^2(h)$ and $\mathcal{L}_0(h)$. In this case, the MOSP can be a completely independent instrument. However, the optimal vertical resolution in the free atmosphere is small compared to the SCIDAR one and results obtained are less reliable. Example of $C_n^2(h)$ profile obtained is compared with simultaneous Scidar measurement and show a good agreement (Fig. 7).

The comparison between the outer scale measured by GSM and the integrated MOSP outer scale¹⁴ measured simultaneously gives excellent agreement.

5. CONCLUSION

For the first time monitoring of the outer scale profile is possible from Moon's limb observations with a simple device and small telescope apertures. This instrument is also able to extract simultaneously both of C_n^2 and outer scale profiles. From the first observations, measured outer scale profiles exhibit smaller values in the boundary layer than in the free atmosphere. Comparisons with GSM outer scale measurements give excellent agreement.

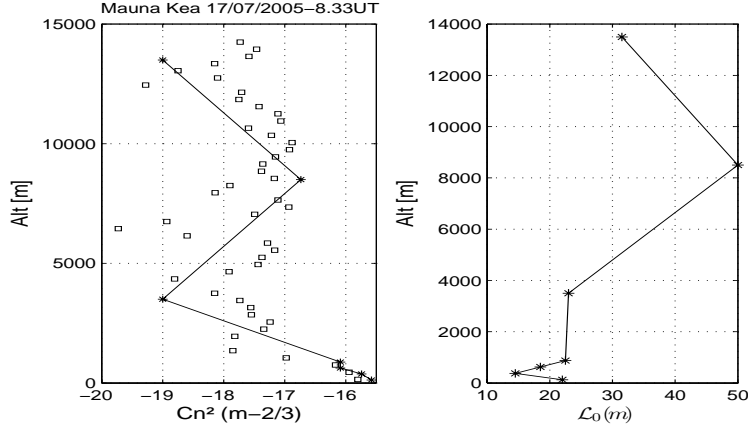


Figure 7. Example of C_n^2 and outer scale profiles (solid line) that can be retrieved simultaneously using the simulated annealing method. Comparisons with simultaneous SCIDAR profile (square markers) are in close agreement despite different vertical resolutions of these instruments.

The vertical resolution of the MOSP instrument is low concerning the $C_n^2(h)$ profile that why a new instrument PBL is now under construction and will be ready soon. The advantage of the PBL is that in addition to the $C_n^2(h)$ profile (extracted with high vertical resolution) will provide the outer scale profile, the seeing and the isoplanatic angle non model-dependent.

5.1 Acknowledgments

We would to thank warmly Alex Robini for his precious help and we are very grateful for his dedication to the success of our experiments.

REFERENCES

- [1] Winker, D. M. , *J. Opt. Soc. Am. A* **8**, 1568–1573 (1991).
- [2] Conan, R., *Modélisation des effets de l'échelle externe de cohérence spatiale du front d'onde pour l'observation à Haute Résolution Angulaire en Astronomie*, PhD thesis, Univ. Nice Sophia-Antipolis (2000).
- [3] Borgnino J., Berdja A., Z. A. M. J., “Profilometry for the lower terrestrial atmosphere,” in [*Proceedings of the Astronomy Meets Meteorology, Proceedings of the Optical Turbulence Characterization for Astronomical Applications*], 42–49 (2009).
- [4] Avila R., Ziad A., B. J. M. F. A. A. T. A. *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 3070–3082 (1997).
- [5] Fuchs A., Tallon M., V. J. *PASP* **110**, 86–91 (1998).
- [6] Pratt, W. K., [*Digital image processing*], A. Wiley-Interscience Publication, New York (1978).
- [7] Borgnino J., Martin F., Z. A. *Optics Communications* **91**, 267–279 (1992).
- [8] Bouzid A., Irbah A., B. J. L. H., “Astronomical site evaluation in the visible and radio range,” in [*ASP Conf. 266, Ed. Vernin J., Benkhaldoun Z., Muñoz-Tuñón C.*], **64**, 453–458 (2002).
- [9] Kirkpatrick S., Gelatt C. D., V. M. P., “Astronomical adaptive optics. 1: Modal control optimization,” *Science* **220**, 671–680.
- [10] Maire J., Ziad A., B. J. M. F. *MNRAS* **377**, 232–244 (2007).
- [11] Martin F., Tokovinin A., A. A. B. J. Z. A. *A&AS* **108**, 173–180 (1994).
- [12] Ziad A., Conan R., T. A. M. F. B. J. *Appl. Opt.* **39**, 5415–5425 (2000).
- [13] Ishimaru, A., [*Wave propagation and scattering in random media II*], New York, Academic Press, Inc. (1978).
- [14] Borgnino, J. *Appl. Opt.* **29**, 1863–1865 (1990).

Bibliographie

- [1] A. Agabi, J. Borgnino, F. Martin, A. Tokovinin, A. Ziad, *A&A* **109**, 557 (1995)
- [2] C. Aime, J. Borgnino, S. Kadir, F. Martin, R. Petrov and G. Ricort *J. Opt. Soc. Am.* **3**, 1001(1986)
- [3] E. Aristidi, E. Fossat, A. Agabi et al. *A&A* **499**, 955 (2009)
- [4] R. Avila, J. Vernin et E. Masciadri *Appl. Opt.* **36**, 7898 (1997)
- [5] R. Avila, A. Ziad, J. Borgnino, F. Martin, A. Agabi and A. Tokovinin, *J. Opt. Soc. Am.* **14**, 3070 (1997)
- [6] H. W. Babcock *P. A. S. P.*, **65**, 229 (1953).
- [7] J. Borgnino *Appl. Opt.* **29**, 1863 (1990).
- [8] J. Borgnino *EAS*, **12**, 103 (2004).
- [9] J. Borgnino, F. Martin and A. Ziad, *Optics Communications.* **91**, 267(1992).
- [10] A. Berdja, Thèse de Magister *Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediène, Alger* (2002)
- [11] A. Berdja, Thèse de Doctorat *Université de Nice Sophia-Antipolis* (2007)
- [12] A. Berdja *MNRAS*. **409**, 722 (2010).
- [13] A. Berdja, G. Prieto and J. E. Thomas-Osip, *MNRAS* **416**, 553 (2011).
- [14] M. T. Bridgeland et C. R. Jenkins, *MNRAS* **287**, 87
- [15] F. Buffa and I. Porceddu *A&A* **126**, 547 (1997)
- [16] P. Burlamacchi, A. Consortini and L. Ronchi *Appl. Opt.* **07**, 1273 (1967).
- [17] T. Butterley, R. W. Wilson, et M. Sarazin *MNRAS* **369**, 835 (2006).
- [18] M. K. Cho, L. Stepp and S. Kim *Proc. SPIE.* **4444**, 302 (2001)
- [19] M. Chun, R. Wilson, R. Avila, et al. *MNRAS* **394**, 1121 (2009)
- [20] S. F. Clifford, G. M. B. Bouricius, G. R. Ochs, and Marfot H. Ackley, *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 1279 (1971)

- [21] S. F. Clifford, *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 1285 (1971)
- [22] R. Conan, Thèse de Doctorat *Université de Nice-Sophia Antipolis* (2000)
- [23] R. Conan, J. Borgnino, A. Ziad, F. Martin, *J. Opt. Soc. Am.* **17**, 1807 (2000)
- [24] J. M. Conan, G. Rousset et P.Y. Madec, *J. Opt. Soc. Am.* **12**, 1559 (1995)
- [25] A. Consortini, C. Innocenti and G. Paoli, *Optics Communications* **214**, 9 (2002).
- [26] A. Consortini, L. Ronchi , *Appl. Opt.* **01**, 125 (1970).
- [27] A. Consortini, L. Ronchi and L. Stefanutti, *Appl. Opt.* **11**, 2543 (1970).
- [28] A. Consortini and L. Ronchi, *Appl. Opt.* **5**, 1205 (1972).
- [29] A. Consortini, F. Cochetti, J. Churnside and R. Hill *J. Opt. Soc. Am.* **11**, 2354 (1993).
- [30] C. E. Coulman et al. *PASP* **98**, 376 (1986)
- [31] W. Dali Ali, A. Ziad, A. Berdja et al. *Proc. OTAM, Imperial College Press*, 108 (2009)
- [32] W. Dali Ali, A. Ziad, A. Berdja et al. *A&A*, **524**, A73 (2010)
- [33] N. E. Dalrymple, *ATST Report*, **0003** (2002).
- [34] Y. Duchemin, *Eléments d'Astrométrie moderne*, (2010)
- [35] ESO 1018 fr *Communiqué de presse institutionnel*, (26 avril 2010).
- [36] R. Foy and A. Labeyrie *A&A*, **152**, 29 (1985)
- [37] T. Fusco thèse de Doctorat *ONERA, Université de Nice*, (2004)
- [38] R. Frehlich *Appl. Opt.*, **39**, 393 (2000).
- [39] D. L. Fried *J. Opt. Soc. Am.*, **56**, 1372 (1966)
- [40] D. L. Fried *J. Opt. Soc. Am.*, **7**, 946 (1990)
- [41] B. R. Frieden *Berlin, Heidelberg New York*, 248 (1983)
- [42] J. W. Goodman " Introduction à l'Optique de Fourier et à l'Holographie ", *Masson et Cie, éditeurs*, (1972).
- [43] M. Goodwin, C. Jenkins et A. Lambert *J. Opt. Soc. Am.*, (2008)
- [44] D. P. Greenwood et D. O. Tarazano *J. Opt. Soc. Am.* **25** 1349 (2008)
- [45] D. P. Greenwood et D.L. Fried, *J. Opt. Soc. Am.* **66** 193 (1976)
- [46] D. P. Greenwood *J. Opt. Soc. Am.* **67** 390 (1977)
- [47] GSMT book (2002)([http ://www.gsmt.noao.edu/book/index.html](http://www.gsmt.noao.edu/book/index.html))

- [48] D. Gulich et al. *Optics Communications* **277**, 241 (2007).
- [49] C. M. Harding, R. A. Johnston and R. G. Lane *Appl. Opt.*, **38**, 4037 (1999).
- [50] G. A. Harding et al., *MNRAS* **188**, 241 (1979)
- [51] R. J. Hill and G.R. Ochs, *Appl. Opt.* **17**, 2430 (1978).
- [52] M. Iye et al. *PASP* **104**, 760 (1992)
- [53] H. Jakobssen *Appl. Opt.* **35**, 1561 (1996).
- [54] A. Kellerer & A. Tokovinin, *A&A.* **461**, 775 (2007)
- [55] L. Koechlin, D. Lawson, R. Peter et al. *Appl. Opt.* **35(16)**, 3002 (1996)
- [56] A. N. Kolmogorov *Dokl. Akad. Nauk.SSSR***32**, 19 (1941)
- [57] V. G. Kornilov, A. Tokovinin, O. Vozyakova et al. *SPIE* **4839**, 837 (2003)
- [58] A. Labeyrie *A&A.* **6**, 85 (1970)
- [59] R. G. Lane, A. Glindemann and J. C. Dainty *Waves in Rndom Media*, **2**, 209 (1992)
- [60] G. Lombardi, J. Melnick, R. H. Hinojosa Goñi, J. Navarrete et al. *Proc. SPIE.* **7733**, 77334D (2010)
- [61] B. Lopez *Astron. Astrophys.* **253**, 635 (1992)
- [62] P. M. Livingston, *Appl. Opt.* **11**, 648 (1972).
- [63] C. M. Lowne *MNRAS* **188**, 249 (1979)
- [64] B. L. MacGlamery *J. Opt. Soc. Am.*, **57**, 293 (1967).
- [65] J. Maire, J. Borgnino, D. Mourard et al. *A&A*, **448**, 1225 (2006)
- [66] J. Maire, Thèse de Doctorat *l'Université de Nice Sophia-Antipolis* (2007)
- [67] J. Maire, A. Ziad, J. Borgnino et F. Martin, *MNRAS* **377**, 1236 (2007)
- [68] J. Maire, A. Ziad, J. Borgnino et F. Martin, *MNRAS.* **386**, 1064 (2008)
- [69] F. Martin, R. Conan, A. Tokovinin et al. *AAS* **144**, 39 (2000)
- [70] P. Martinez, J. Kolb, M. Sarazin and A. Tokovinin *The Messenger* **141**, 5 (2010).
- [71] E. Masciadri and J. Vernin *Appl. Opt.* **36**, 1320 (1997)
- [72] T. Nakajima, *J. Opt. Soc. Am. A.* **5**, 1477 (1988)
- [73] J. H. Noll, *J. Opt. Soc. Am.*, **66**, 207 (1976)
- [74] G. R. Ochs and R.J. Hill, *Appl. Opt.* **15**, 3068 (1985).
- [75] R. Racine, D. Salmon, D. Cowley et J. Sovka, *PASP* **103**, 1020 (1991)
- [76] R. Ragazzoni *A&A*, **136**, 205 (1999)

- [77] J. Rajagopal, A. Tokovinin, E. Bustos et J. Sebag, *SPIE* **7013**, 60 (2008)
- [78] F. Roddier, *Progress in optics*. **19**, 281 (1981).
- [79] F. Roddier, J. M. Gilli and G. Lund, *J. Optics*, **13**, 263 (1982).
- [80] F. Roddier & P. Léna, *J. Optics Paris* **15**, 171 (1984)
- [81] N. A. Roddier, *Opt. Eng.*, **29**, 1174 (1987).
- [82] M. C. Roggman, B. M. Welsh, D. Montera and T. A. Rhoadarmer *Appl. Opti.*, **34**, 4037 (1995).
- [83] M. C. Roggman, B. M. Welsh "Imaging through the turbulence" *CRC Press LLC*, (1996).
- [84] M. Sarazin *SPIE* **628**, 138 (1986)
- [85] M. Sarazin et F. Roddier, *A&A* **227**, 294 (1990).
- [86] M. Sarazin et A. Tokovinin *ESO Conf.* **58**, 321 (2002)
- [87] M. Sarazin, J. Navarrete, R. Wilson, A. Tokovinin et R. Conan *ESO progres report* (2005).
- [88] M. Sarazin, J. Melnick, J. Navarrete et G. Lombardi *The Messenger* **132**, 11 (2008).
- [89] R. J. Sasiela & J. D. Shelton *J. Opt. Soc. Am.*, **10**, 646 (1993)
- [90] J. D. Schmidt, "Numerical Simulation of Optical Wave Propagation : with exemples in Matlab", *SPIE Press* **PM199** (2010)
- [91] G. Sean and P. R. Wood *PASA* **12**, 89 (1995)
- [92] V. Sriram and D. Kearney *Opti. Express*, **15**, 13709 (2007).
- [93] W. J. Tango *Progress in Optics* **17**, 239 (1980)
- [94] A. Tokovinin *PASP* **114**, 1156 (2002) .
- [95] A. Tokovinin *Appl. Opt.* **41** 957 (2002)
- [96] A. Tokovinin *RMXAA* **31**, 61 (2007)
- [97] A. Tokovinin et V. Kornilov *MNRAS* **1**, 13 (2007)
- [98] A. Tokovinin, E. Bustos et A. Berdja *MNRAS* **404**, 1186 (2010)
- [99] V. I. Tatarskii, *Dover Publications, inc New York* (1961)
- [100] V. I. Tatarskii, *Israel Program for Scientific Translations* (1971)
- [101] H. Vazquez Ramio, J. M. Delgado, M. Reyes et al. *SPIE* **7012**, 45 (2008)
- [102] K. Vogiatzis and G. Z. Angeli, *Proc. SPIE.* **6271**, 27 (2006)
- [103] V. V. Voitsekhovich, *JOSA* . **12**, 1346 (1995).

- [104] B. M. Welsh, *Proc. SPIE.* **3125**, 327 (1997).
- [105] G. G. Williams et al. *Proc. SPIE.* **5489**, 938 (2004)
- [106] R. W. Wilson *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **337**, 103 (2002).
- [107] N. Woolf. *PASP* **91**, 523 (1979)
- [108] L. Zago, Thèse de Doctorat *Institute of Technology, Lausanne, Switzerland* (1995)
- [109] A. Ziad, J. Borgnino, F. Martin, A. Agabi, *A&A.* **282**, 1021 (1994).
- [110] A. Ziad, R. Conan, A. Tokovinin et al. *Appl. Opt.* **39**, 5415 (2000).
- [111] A. Ziad, M. Schöck, G. A. Chanan, et al. *Appl. Opt.*, **43**, 2316 (2004).
- [112] A. Ziad, J. Borgnino, F. Martin, A. Agabi and A. Tokovinin, *J. Opt. Soc. Am.* **14** , 3070 (1997).

Résumé :

Afin d'améliorer les moyens d'observation en Haute Résolution Angulaire les télescopes acquièrent des diamètres de taille considérable. L'optimisation de ces grands télescopes de type E-ELT nécessite une caractérisation complète des sites devant les accueillir ainsi que des coupoles qui vont les abriter.

En se basant sur une étude expérimentale effectuée sur le site du VLT (Paranal) on montre que la caractérisation verticale de la turbulence donnée par les profils de C_n^2 et d'échelle externe est plus représentative des conditions réelles d'observation. Sachant, que le site qui va accueillir le futur E-ELT est à seulement quelques kilomètres de Paranal, les résultats vont servir à définir les spécifications des systèmes de compensation prévus pour cette nouvelle génération de grands télescopes. Cette étude a permis aussi la mise en évidence de la couche de surface et on a établi une estimation de son altitude et de son énergie. On montre que la couche de surface contribue significativement à la dégradation du front d'onde incident sur le télescope. Sa localisation près du sol soulève des questions sur son interaction avec les coupoles qui sont de même taille.

LOTUCE un nouvel instrument développé dans le cadre de mon travail de thèse, a été proposé pour étudier l'interaction de cette couche de surface avec la coupole. En se basant sur la mesure des angles d'arrivée (AA) sur différents points du front d'onde, LOTUCE donne une estimation des paramètres optiques de la turbulence comme le paramètre de Fried, le temps de cohérence et l'échelle externe. La modélisation de la turbulence locale est alors possible en étudiant les courbes de covariance des AA dans les deux directions longitudinale et transverse.

La dernière partie de ce travail a porté sur l'évolution temporelle de la turbulence optique. Il s'agit d'une étude basée sur l'estimation du temps de cohérence à partir de l'analyse statistique des fluctuations d'AA. Cette méthode utilisée par GSM a été validée par une simulation numérique. Ces résultats montrent que ce paramètre est plus sensible aux conditions de mesures et aux contraintes instrumentales.

Abstract:

In order to improve the observation with High Angular Resolution the telescopes acquire diameters of considerable size. The optimization of these large telescopes like E-ELT requires a characterization of the site as well as the specification of their enclosure.

Using an experimental study carried out in the site of the VLT (Paranal) we show that the vertical characterization of the turbulence given by the profiles of C_n^2 and outer scale is more representative of the real conditions of observation. Knowing, that the site which will receive the future E-ELT is situated at only few kilometers of Paranal, these results will be used to define the specifications of the compensation systems planned for this new generation of large telescopes. This study also allowed the determination of the surface layer where we established an estimate of its altitude and energy. It has been shown that the surface layer contributes significantly to the degradation of the incoming wavefront. Its localization close to the ground raises questions about its interaction with the telescope's enclosure which are of the same size.

LOTUCE a new instrument developed during this work was proposed to study the interaction of this surface layer with the enclosure. Using the measurement of the angles of arrival (AA) on different points of the wavefront, LOTUCE gives an estimate of the optical parameters of turbulence as the Fried parameter, the coherence time and the outer scale. The modelling of local turbulence is then possible by studying the curves of covariance of the AA in the two directions longitudinal and transverse.

The last part of this work concerns the temporal evolution of optical turbulence. This study is based on the estimate of the coherence time determined from the statistical analysis of the fluctuations of AA. This method used by GSM was validated by a numerical simulation. These results show that this parameter is more sensitive to the conditions of measurements and the instrumentals constraints.